Oberlin College Library
SEP10 1924

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

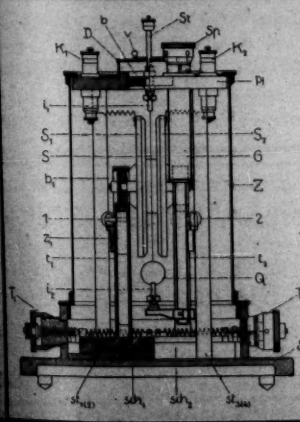
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Bücher sendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstraße 2.

No. 14. Leipzig, 15. Juli 1924. No. 666. Printed in Germany. 25. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko

G. E. Stechert & Co. in Leipzig, Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

Wissenschaftliche Zeitschriften in vollständigen Reihen

z. B.

Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.

Angebote mit Preisangabe erbeten.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

C. Runge

o. Prof. a. d. Univers. Göttingen

Vektoranalysis

Band I: Die Vektoranalysis des dreidimensionalen Raumes. VIII u. 195 S. Groß-8°. 1919.

Preis: Gm. 5.—, $ 1.20, geb. Halbleinen Gm. 7.—, $ 1.65.

Band II befindet sich in Vorbereitung.

Runges Darstellung ist meisterhaft. Die beiden ersten Kapitel behandeln die Vektoren und Plangrößen nebst den Regeln zu ihrer Differentiation und Integration. Das äußere und das vektorielle Produkt werden sauber unterschieden, Ergänzung eines Vektors und Ergänzung einer Plangröße werden eingeführt, desgleichen der Nabla-Vektor und seine Ergänzung. Der Graßmannsche Gedanke wird zur Geltung gebracht. Das dritte Kapitel handelt von den Tensoren und dürfte ganz besonderer Beachtung sicher sein. Das Buch kann Mathematikern sowohl wie Physikern und Technikern aufs angelegentlichste empfohlen werden.

(Elektrotechnische Zeitschrift.)

Verlag von S. HIRZEL in LEIPZIG

FLIEGER-KRAFTLEHRE

von

OTTO WIENER

Mit 170 Abbildungen

Preis: Gm. 5.—, $ 1.20, geb. Gm. 6.—, $ 1.45

Der angesehene Physiker an der Leipziger Universität bietet hier ein Werk, das im Gegensatz zu den bisher vorhandenen Büchern die grundlegenden Vorgänge, deren Verständnis für den Flieger wichtig ist, ohne verwickelte Formeln und unter tunlichster Vermeidung von Fremdwörtern allgemeinverständlich klarlegt. Dem Physiker, der sich rasch über die Flugfrage unterrichten will, sei das Buch warm empfohlen.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

W. Moede

Experimentelle Massenpsychologie

Mit 16 Abb. 8°. (VI u. 239 S.) 1920.

Geh. G.-M. 4.—, $ —.95, geb. G.-M. 5.—, $ 1.20.

Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf. Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

Bibliothek wird fortgesetzt.

Prismen, Linsen, Platten

aus

Kalkspat, Flußspat, Quarz, Steinsalz, Glas.

Gyps- und Glimmerpräparate.

Preisliste gratis.

R. Halle Nachfolger, Optisches Institut.

Berlin-Steglitz.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 14. 15. Juli 1924. Redaktionsschluß für No. 16 am 5. August 1924. 25. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Seeliger und J. Ôkubo, Über die Lichtemission der geschichteten Entladung. S. 337.

W. Schottky, Wandströme und Theorie der positiven Säule. (Vorläufiger Bericht.) S. 342.

Hans Th. Wolff, Zur Theorie der primären β-Strahlen. S. 348.

Zusammenfassende Berichte:

H. Krefft: Bericht über den Dopplereffekt von Bogen- und Funkenlinien. S. 352.

Besprechungen:

F. Auerbach, Tonkunst und bildende Kunst vom Standpunkte des Naturforschers, Parallelen und Kontrastes. S. 367.

A. Hagenbach, Der elektrische Lichtbogen. S. 367.

W. Block, Handbuch der Technischen Meßgeräte. S. 368.

Personalien. S. 368. **Gesuche.** S. 368.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Lichtemission der geschichteten Entladung.

Von R. Seeliger und J. Ôkubo.

Die räumliche Verteilung der Lichtemission in der geschichteten positiven Säule ist bisher noch nicht eingehender spektroskopisch untersucht worden, obwohl hier — wie in allen Teilen der Glimmentladung mit schroffem Helligkeitswechsel — von vornherein interessante Aufschlüsse zu erwarten waren. Aus einem umfangreichen von uns gesammelten Beobachtungsmaterial teilen wir deshalb im folgenden einige Befunde mit, die uns von Interesse für das theoretische Verständnis der Schichtenbildung zu sein scheinen. Ein mehr beschreibender Teil, der hauptsächlich auf die sehr mannigfachen Formen der Intensitätsverteilung eingeht, soll an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Die Notgemeinschaft stellte uns von den benötigten Hilfsmitteln eine Quarzpumpe, die Hoshi-Stiftung Geldmittel zum Ankauf eines Teiles der photographischen Platten zur Verfügung, wofür wir auch hier unseren Dank zum Ausdruck bringen wollen.

1. Literatur. In der Literatur finden sich außer gelegentlichen Bemerkungen über die totale spektrale Lichtemission der positiven Schichten unseres Wissens nur in einer Untersuchung von Herrn Stark[1]) und in einer anschließenden von Herrn Hardtke[2]) Angaben über die räumliche Intensitätsverteilung einzelner Frequenzen. Starks Angaben scheinen allerdings nicht auf einer mikrophotometrischen Durchmessung, sondern nur auf subjektiver Betrachtung der durch Abbildung der Schichten auf den Spalt des Spektrographen erhaltenen Spektrogramme zu beruhen, haben aber bereits zu einigen wichtigen Feststellungen geführt. Diese sind kurz die folgenden: Vor und im Anfang der Schicht und zwar (von der Kathode aus gerechnet) früher als alle Frequenzen von Stickstoff und Wasserstoff erscheinen die Quecksilberlinien; nächst diesen und noch vor den Wasserstoffspektren erscheinen die positiven Stickstoffbanden. Von den Spektren des Wasserstoffs erscheint zuerst das kontinuierliche blauviolette Spektrum (das seine größte Intensität auf der Höhe des Anfangs der Viellinien erreicht), dann die Balmerserie und dann die Viellinien, die wiederum in zwei Gruppen je nach ihrer Aufspaltbarkeit im elektrischen Feld zerfallen; und zwar erscheinen die Linien mit kleinem Starkeffekt früher als die mit größerem. In reinstem Wasserstoff (mit roten Schichten ohne blauen Saum) ist das kontinuierliche Spektrum im Anfang der Schichten relativ zu den Viellinien weniger intensiv als in unreinem Wasserstoff (mit blauen oder blaugesäumten Schichten) und erscheint erst etwa in gleicher Höhe mit diesen; es erreicht entlang der Schicht seine größte Intensität auch hier früher als die Viellinien und ist am Ende der Schicht erheblich schwächer als diese. Hardtke hat dann für die Stickstoffbanden die Beobachtungen Starks verfeinert durch eine mikrophotometrische Durchmessung der Spektralaufnahmen und gefunden, daß die 1. Gruppe der positiven Stickstoffbanden früher ansteigt und auch früher ihr Maximum erreicht als die 2. Gruppe. Sehr instruktiv ist ferner die an einem Gemisch von Stickstoff, Quecksilber und Argon angestellte Beobachtung, daß die Reihenfolge der Anstiege und Maxima (wie stets von der Kathode aus gerechnet) übereinstimmt mit der Reihenfolge der Ionisierungsspannungen (die Angabe bezieht

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **52**, 221, 255, 1917.
2) O. Hardtke, Ann. d. Phys. **56**, 363, 383, 1918.

sich auf die in etwa gleicher Schwärzung erhaltenen Frequenzen *Hg* 4359, *N* 4489 und *Ar* 4300). Allgemein ist zu den Untersuchungen von Stark sowohl wie von Hardtke einschränkend zu bemerken, daß sie sich leider stets nur auf die erste der positiven Schichten beziehen; sie geben so keinen Aufschluß über die Emissionsverteilung innerhalb der geschichteten Säule selbst, sondern eigentlich nur über den Anstieg der Intensitäten aus dem Faradayschen Dunkelraum in die positive Säule, wobei es nach unseren Erfahrungen prinzipiell gleichgültig ist, ob diese geschichtet oder ungeschichtet ist.

2. Versuchsanordnung. Die von uns benutzte Versuchsanordnung war verhältnismäßig einfach aufgebaut aus dem zylindrischen Entladungsrohr von etwa 20 mm Durchmesser und etwa 35 cm Länge, dem die zu untersuchenden Gase durch eine Kapillare aus dem Vorratsgefäß unter geeignetem Überdruck auf der Anodenseite dauernd zuströmten und von dem sie auf der Kathodenseite dauernd abgepumpt werden konnten; nur so ließ sich die für feinere Untersuchungen erforderliche Konstanz der Entladungsbedingungen und Ruhe der Schichten erreichen. In der Pumpleitung lagen Kapillaren und Hähne verschiedener Weite parallel zueinander geschaltet, um die Pumpgeschwindigkeit bequem regulieren zu können. Kühlsäcke in flüssiger Luft hielten wenn nötig Quecksilberdämpfe aus der Pumpe und dem McLeod von der Entladung fern. Außerdem konnte das Entladungsrohr, das nur Platinelektroden enthielt, in einem überschiebbaren Gasofen einfachster Konstruktion nach Bedarf bis auf etwa 350° erhitzt und sorgfältig gereinigt werden. Als Stromquelle diente eine Hochspannungsdynamo in Serie mit einem Jodkadmiumwiderstand und einem Milliamperemeter. Die zu untersuchenden Schichten wurden mit Hilfe eines Tessars abgebildet auf den Spalt des Spektrographen, und zwar ohne Zuhilfenahme eines Fensters direkt durch die Wand des Entladungsrohres. In Vorversuchen hatte sich ergeben, daß durch ein Fenster an einem Queransatz die positive Säule zu sehr deformiert wird, so daß wir diese einfachere Art der Abbildung wählen mußten; wählt man aber die Glasröhre für das Entladungsrohr sorgfältig aus und bildet nicht zu große Teile der Entladung zugleich ab, so erhält man auch ohne Fenster recht gute Bilder. Die Expositionszeiten lagen zwischen einigen Sekunden und einigen Minuten und wurden nach Möglichkeit stets so bemessen, daß die Schwärzungen der interessierenden Linien im normalen Bereich lagen. Die Spektrogramme wurden dann in der üblichen Weise mit dem Mikrophotometer durchgemessen, wobei insbesondere die Konvergenz des prismatischen Spektrums zu berücksichtigen war; dazu diente die Aufnahme eines Quecksilberspektrums, aus dem eine zweiseitige Blende unmittelbar vor dem Spalt einen scharfbegrenzten Streifen ausgeschnitten hatte.

3. Ergebnisse. Die spektralen Aufnahmen liefern monochromatische Bilder der geschichteten Entladung und die photometrische Durchmessung dieser Bilder gibt dann unmittelbar eine Anschauung von der Intensitätsverteilung längs der Entladung. Man erhält auf diesem Wege naturgemäß einen sehr viel gründlicheren Einblick in den optischen Bau der Schichten als durch subjektive Beobachtung oder durch einfache photographische Aufnahmen. Auf die zahlreichen von uns beobachteten Eigentümlichkeiten hier einzugehen, ist bei dem außerordentlichen Formenreichtum der geschichteten Säule[1]) nicht möglich. Es sollen, soweit es sich um eine qualitative Beschreibung handelt, nur einige Punkte herausgegriffen werden, die uns von Interesse zu sein scheinen.

Von Bedeutung für die Stabilitätsfrage ist es, daß von der ungeschichteten Säule mit räumlich konstanter Intensität ein vollkommen stetiger Übergang zu den ausgeprägtesten scharfen Schichten führt. Von eben wahrnehmbaren Intensitätswellen, in denen die Schwärzungen der Maxima und Minima um nicht mehr als etwa 0,1 normale Schwärzungsgrade sich unterscheiden, gibt es alle Übergänge zu scharfen Schichten mit Schwärzungsunterschieden von 3 und mehr Schwärzungsgraden. Hierher gehört auch, daß die Intensitätswellen aufeinanderfolgender Schichten fast niemals in Form und Tiefe übereinstimmen, daß also die Schichten durchaus nicht untereinander vollkommen gleichwertig sind. Abgesehen davon, daß die Intensität der Maxima sich ändert, und zwar in der Mehrzahl der Fälle langsam abnehmend von der Kathode zur Anode hin, unterscheiden sich selbst unmittelbar aufeinanderfolgende Schichten häufig auch qualitativ durch die Form des Intensitätsverlaufes; ein Beispiel dafür gibt Fig. 1 für rote Schichten in reinem Wasserstoff (Palladiumrohr, Kühlung, Druck 0,30 mm, Strom 8 Milliamp.). Bezüglich der Symmetrie der Intensitätswellen sei darauf hingewiesen, daß neben asymmetrischen Wellen mit steilem Abfall auf der Kathodenseite auch fast vollkommen symmetrische Wellen, so z. B. in den auch bei subjektiver Betrachtung symmetrischen einfarbigen linsenförmigen Schichten auftreten. Für die erstere gibt Fig. 2a (N_2+Hg), für die letztere Fig. 2b (H_2, elektrolytisch, ohne

1) Die schönen Tafeln von Warren de la Rue u. Müller, Phil. Trans. **169**, 55, 1878 geben davon eine Vorstellung.

Kühlung) ein Beispiel. Erwähnt sei hier endlich noch die Intensitätsverteilung in eigentümlichen gelegentlich erhaltenen Doppelschichten des Wasserstoffs, die aus zwei blauen tellerförmigen Teilen mit einem roten Zwischenteil in

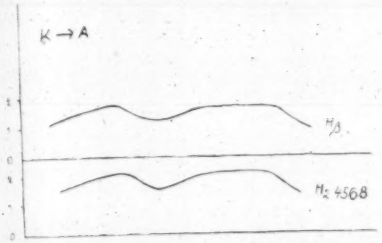


Fig. 1.

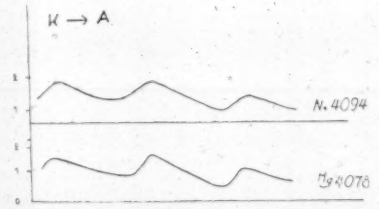


Fig. 2a.

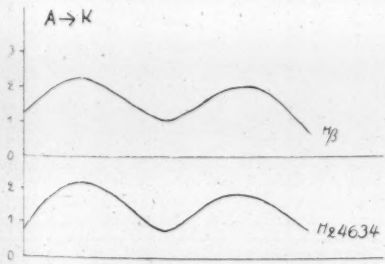


Fig. 2b.

Gestalt einer bikonkaven Linse bestanden: Fig. 3 gibt die Schwärzungskurven für die Bandenlinie H_2 4568 und die Linie Hg 4359, Druck 0,93 mm, Strom 27 Milliamp.

Wichtiger als diese rein beschreibenden Angaben sind nun aber die Befunde, die sich bei einem Vergleich der Intensitätsverteilung verschiedener Linien desselben Gases oder verschiedener Gase eines Gemisches ergaben. Zunächst fällt hier auf, daß die Intensitätsverteilung der einzelnen Linien in vielen Fällen nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ eine verschiedene ist. Besonders deutliche Beispiele hierfür bieten alle Schichtungen, die nicht einheitlich gefärbt sind, sondern entweder aus Schichten von verschiedener Farbe oder aus

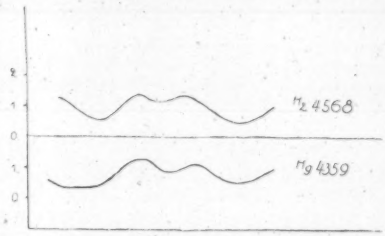


Fig. 3.

Schichten mit farbigen Säumen bestehen. Ein derartiger Fall ist in Fig. 4a gezeichnet. Er bezieht sich auf bandenartige Schichtgebilde, wie sie in einem Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf auftraten, und zwar nach unseren Erfahrungen besonders schön ausgeprägt bei Zusatz von etwa 25 Proz. Sauerstoff; die Schichten sind blau mit rotem Saum an den der Kathode zugekehrten Schichtköpfen (Druck 0,70 mm, Strom 18 Milliamp.). Ein anderes Beispiel ist in

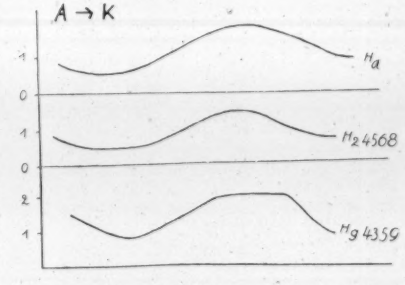


Fig. 4a.

Fig. 4b gegeben. Es wurde erhalten in Wasserstoff, der absichtlich durch Kohlenwasserstoffe (Hahnfett) verunreinigt war (Druck 0,80 mm, Strom 8 Milliamp.); auf eine rote Schicht mit weißblauem Saum folgte hier eine einfarbig weißblaue Schicht, wobei das Zustandekommen dieser Farben aus den Photogrammen deutlich hervorgeht.

Die weitere Untersuchung zeigte dann, daß die Intensitätsverteilung der einzelnen Linien nicht nur in so speziellen Fällen wie etwa den beiden angeführten verschieden ist, sondern daß

ganz allgemein jeder durch ihre Anregungseigenschaften zusammengehörenden Gruppe von Linien ihr charakteristisches Schichtsystem zukommt. Und zwar gibt es hier zwei gesetzmäßige Zusammenhänge mit den Anregungseigenschaften, die für die Theorie der Schichtenbildung von Bedeutung sind. Die eine Gesetzmäßigkeit bezieht sich auf die Reihenfolge, in der die einzelnen Intensitätskurven aus dem dunklen Raum zwischen zwei Schichtköpfen in der Richtung Kathode—Anode in den nächsten Schichtkopf hinein ansteigen und wurde in ihren wesentlichen Punkten bereits in der eingangs erwähnten Arbeit von Stark gefunden. Ergänzend sei dazu hier nur bemerkt, daß, wie

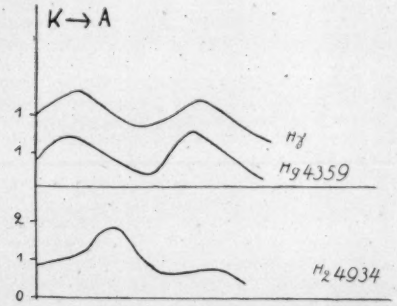


Fig. 4b.

zu erwarten, auch die positiven Stickstoffbanden früher anstiegen als die negativen. Im übrigen Kurvenbeispiele mitzuteilen, hat kaum Zweck, da in der Arbeit von Hardtke bereits typische Intensitätsverteilungen gezeichnet sind. Das aufeinanderfolgende Ansteigen der Linienintensitäten in jeder Schicht findet, wie dies bereits Stark erkannt und schon im einzelnen ausgeführt hat, seine Erklärung in der allmählichen Zunahme der Elektronengeschwindigkeiten längs der Schicht; es fließt durch die geschichtete positive Säule ein Strom von langsamen Elektronen, deren Geschwindigkeit und Zahl räumlich periodisch wechselt.

Darüber lagert sich nun aber ein durchgehender Strom schnellerer Elektronen, herrührend von denjenigen, die aus einer Schicht in die nächste ohne merkliche Geschwindigkeitsverluste durchgedrungen sind. Daß derartige schnellere Elektronen in der Tat vorhanden sind, geht bereis daraus hervor, daß die Intensität in den dunkelsten Stellen vor den Schichtköpfen nicht null ist, sondern ähnlich wie im Kathodendunkelraum von null verschiedene und zwar durchaus nicht kleine Werte besitzt. Auch diese schnelleren Elektronen regen das Gas zum Leuchten an, und zwar jede Linie in charakteristischer Intensität nach Maßgabe ihrer Anregungsfunktion. Nimmt man diese Überlegungen als richtig an, so müßte man also erwarten, daß ein gesetzmäßiger Zusammenhang besteht zwischen der Gestalt der Anregungs-

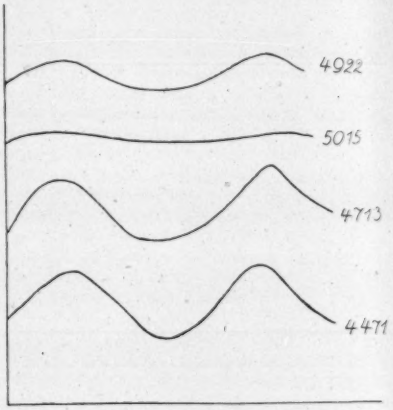


Fig. 5a.

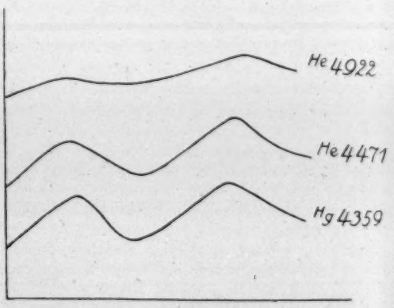


Fig. 5b.

funktion einer Linie und der Tiefe der Intensitätswellen in der geschichteten Entladung, derart, daß die Wellen umso flacher sind, je stärker die Linie von schnellen Elektronen angeregt wird und umso tiefer, je steiler die Anregungsfunktion mit zunehmender Elektronengeschwindigkeit abfällt. Die Beobachtungen scheinen uns diese Folgerung zu bestätigen; einige Beispiele sollen dies belegen. Im Heliumspektrum (Fig. 5a) haben die Linien des Parheliums (z. B. 4922, 5015) flache Wellen, die des Orthoheliums (z. B. 4471,

4713) tiefe Wellen; in dem $He—Hg$-Gemisch der Fig. 5b kommt dies ebenfalls zum Ausdruck und zugleich, daß auch Quecksilber die tiefen Wellen zeigt. Ein besonders deutliches Beispiel gibt Fig. 5c, das den großen Unterschied zwischen Parhelium und Wasserstoffviellinien veranschaulicht. In Wasserstoff haben

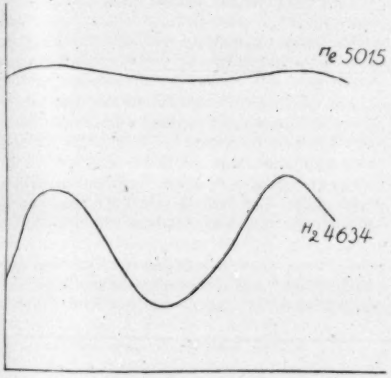


Fig. 5c.

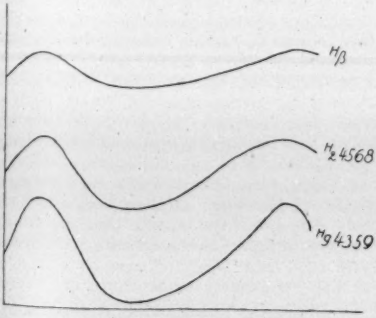


Fig. 5d.

flache Wellen die Balmerlinien, tiefe Wellen die Viellinien (und ebenso das kontinuierliche Spektrum), wie dies Fig. 5d für ein $H—Hg$-Gemisch belegt. Im Stickstoff sind die Wellen der negativen Banden flacher als die der positiven Banden; Fig. 5e gibt davon eine Anschauung ebenfalls für eine Mischung mit Quecksilberdampf. Es braucht kaum erwähnt zu werden, daß alle jeweils in einer Figur vereinigten Intensitätskurven gleichzeitig aufgenommen wurden und die Schwärzungen durchwegs ungefähr um die Mitte des normalen Gebiets liegen, was sich durch geeignete Wahl der Entladungsbedingungen fast stets erreichen läßt. Wenn auch die in den Figuren mitgeteilten Beispiele aus einem größeren Plattenmaterial so ausgewählt sind, daß sie die genannten Unterschiede recht ausgeprägt zeigen und diese demgemäß in andern Fällen nicht so deutlich wie hier hervortreten, konnten wir doch auf allen zu einem Vergleich überhaupt geeigneten Aufnahmen Unterschiede in der angegebenen Richtung feststellen. Vergleicht man damit nun die Anregungsfunktionen, so erkennt man sofort den eingangs erwähnten Zusammenhang. Sowohl eigene frühere Messungen (vgl. Zeitschr. f. Phys. **1**, 360, 1920; Physik. Zeitschr. **22**, 610, 1921) wie die von Hughes und Lowe (vgl. Proc. Roy. Soc. **104**, 480, 1924; Phys. Rev. **21**, 292, 1923) können zur Bestätigung herangezogen werden.

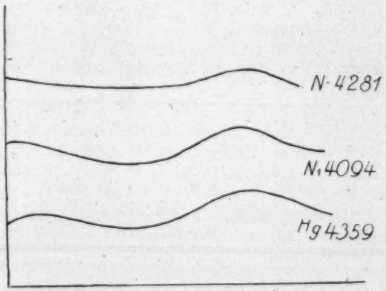


Fig. 5e.

Demgemäß hätte man sich also vorzustellen, daß in der geschichteten positiven Säule eine etwa durch je einige Schichtlängen durchgehende Strömung schneller Elektronen fließt, die gewissermaßen einen durchgehenden Untergrund der Lichtemission erregt und daß dieser ein räumlich periodisch schwankender Strom langsamer Elektronen superponiert ist. Schnell in dem hier gemeinten Sinn wäre dabei schneller als etwa der doppelten Ionisierungsspannung entsprechend, langsam wäre bis zu etwa der Ionisierungsspannung. Nach gewissen Bedenken gegen die bisherigen Bestimmungen der Anregungsfunktion, die der eine von uns kürzlich vorgebracht hat[1]), könnte man allerdings noch an eine andere Erklärungsmöglichkeit denken, nämlich an die durch ein Wiedervereinigungsleuchten, das gerade in den dunklen Schichtenden auftreten kann. Die inzwischen ausführlich erschienenen Arbeiten von Hughes[2]) scheinen

1) R. Seeliger, diese Zeitschr. **25**, 56, 1924.
2) Washington University Studies XI (Nr. 2), 117, 1924.

uns aber diese zweite Möglichkeit wenig wahrscheinlich zu machen.

Zusammenfassung.

Es wird die Intensitätsverteilung der Lichtemission in der geschichteten positiven Säule durch spektralphotometrische Aufnahmen für einzelne Linien des Spektrums untersucht. Neben einigen mehr beschreibenden Ergebnissen und einer Bestätigung eines schon von J. Stark gefundenen Gesetzes über die Reihenfolge, in der die einzelnen Frequenzen zu den Schichtkopfmaximas aufsteigen, ergibt sich ein neuer Zusammenhang zwischen der räumlichen Verteilung der Lichtemission und den Anregungseigenschaften einer Linie. Die Intensitätskurve längs der Entladung zeigt nämlich flache Wellen bei allen Linien, die auch von schnellen Elektronen und tiefe Wellen bei allen Linien, die vorwiegend von langsamen Elektronen zur Emission angeregt werden. Eine Möglichkeit zum Verständnis dieses Zusammenhanges zwischen Wellentiefe und Anregungsfunktion liefert die Annahme, daß in der geschichteten Säule nicht nur langsame Elektronen sich in periodischem Wechsel von Geschwindigkeit und Stromdichte bewegen, sondern daß außerdem noch ein durchgehender Strom schneller Elektronen durch die Schichten fließt.

Greifswald und Sendai, Juni 1924.

(Eingegangen 7. Juni 1924.)

Wandströme und Theorie der positiven Säule.

(Vorläufiger Bericht.)

Von W. Schottky.

Das Auftreten starker, von der angelegten Spannung unabhängiger Wandströme in Quecksilber-Großgleichrichtern[1]) hat in neuerer Zeit wieder die Aufmerksamkeit auf ein Problem gelenkt, das von den Theoretikern der Glimmstrom- und Bogenentladung wiederholt angetastet, aber doch nicht bis zu dem entscheidend typisierten Ansatz, geschweige denn seiner Lösung durchgeführt worden ist: das Problem des Ladungsverlustes durch Diffusion der Ladungsträger an die Wände.

Man wußte schon — und das ist besonders von R. Holm und R. Seeliger betont worden —, daß dieser Vorgang eine ganz ausschlaggebende Rolle für die Gesamtbilanz der positiven Säule, sowohl die energetische wie die elektrische, spielen kann. Besonders wird dies in Edelgasen oder Metalldämpfen der Fall sein, wo die Hauptträger der Entladung die Elektronen sind, die sich wegen ihrer hohen Geschwindigkeit relativ kurze Zeit in der Entladung aufhalten und infolgedessen eine geringe Chance der Wiedervereinigung mit den positiven Atomresten besitzen; andererseits müssen die Elektronen eben wegen ihrer Geschwindigkeit auch eine starke Tendenz zur Diffusion haben, und es scheint außer Frage, daß bei genügender Reinheit dieser Gase, bei nicht zu hohen Drucken und bei nicht außerordentlich großen Rohrweiten der Wiedervereinigungseffekt praktisch gegen den Diffusionseffekt verschwindet.

Ein tieferer Einblick in den Mechanismus dieser Vorgänge hat sich uns nun durch das Studium der Wandströme in Quecksilberdampfentladungen eröffnet, wo ja die Verhältnisse insofern besonders kraß sind, als der negative Träger, das Elektron, die leichteste uns bekannte Elementarmasse besitzt, während der positive Träger, das Hg-Ion zu den schwersten uns überhaupt bekannten Massen zählt. Aber auch zwischen den Elektronen und einem leichten Metall- oder Edelgasion ist der Unterschied der Massen und Beweglichkeiten noch groß genug, und in allen Fällen, wo Elektronen die negativen Träger darstellen, wird sich der Diffusionsvorgang in der Weise abspielen, daß die Elektronen den spontan nur sehr langsam diffundierenden positiven Ionen zunächst nach der Wand vorauseilen, dadurch eine Anreicherung von negativer Ladung in der Nähe der Wand, von positiver in der Mitte der Entladung bewirken, und daß es schließlich praktisch allein das durch diese Ladungsverteilung bewirkte Querfeld ist, das die positiven Ionen ebenfalls von der Mitte nach den Seiten zieht und sie an der Wand mit den dort niedergeschlagenen Elektronen zur Wiedervereinigung gelangen läßt.

Dieser selbe Vorgang läßt sich nun aber unter anderen Gesichtspunkten noch wesentlich einfacher und übersichtlicher auffassen. Da es sich in den für die Praxis und Theorie wichtigen Fällen immer um relativ hohe Ladungsdichten sowohl der positiven wie der negativen Träger handelt, kann man in bekannter Weise schließen, daß der Überschuß der Ladungen eines

1) M. Schenkel u. W. Schottky, Über die Beteiligung des metallenen Gehäuses an den Entladungsvorgängen in Großgleichrichtern. Wiss. Veröff. des Siemenskonzerns **2**, 252—274, 1922. Die dort versuchte Deutung der Wandströme durch Sekundärelektronen mußte unter dem Eindruck späterer Versuche und im Einklang mit der Auffassung verschiedener inzwischen erschienener deutscher und amerikanischer Arbeiten wieder verlassen werden. Es ist nunmehr gelungen, den Effekt mit anderen, ebenfalls schon in der damaligen Arbeit entwickelten Gedankengängen in Verbindung zu bringen und damit für die Theorie der positiven Säule in erwünschter Weise fruchtbar zu machen.

Vorzeichens über die des anderen Vorzeichens in allen Bereichen der Entladung, außer in unmittelbarer Nähe der Elektroden und Wände, klein sein muß gegen die Einzel-Ladungsmengen beider Teilchen; sonst würden nämlich ungeheure Raumladungen auftreten, zu deren Aufrechterhaltung keine entsprechende Gegenkraft vorhanden ist. Wir haben es also in der positiven Säule durchweg mit „quasineutralen" Entladungen zu tun, wo die Zahl der Ladungen in der Volumeinheit für die positiven und negativen Teilchen praktisch gleich ist.

Nimmt nun die Dichte der negativen Teilchen wegen des Eigenfeldes, das durch Voraneilen der negativen Träger entsteht, von der Mitte nach den Seiten ab, so muß das wegen des quasineutralen Zustandes in gleicher Weise für die positiven Teilchen gelten und ist die Wand noch obendrein ein Isolator oder ein isolierter Leiter, so muß die Zahl der nach der Wand diffundierenden positiven und negativen Teilchen unter sich gleich sein, wir haben also im ganzen einen Diffusionsvorgang vor uns, der vollständig analog ist der Diffusion eines Elektrolyten im Konzentrationsgefälle, nur daß in der Entladung die positiven und negativen Teilchen unter Umständen verschiedene ungeordnete Geschwindigkeiten und verschiedene „Temperaturen" haben können[1]). In einem solchen Falle läßt sich aber der ganze Diffusionsvorgang ohne Kenntnis der Potentialunterschiede allein aus dem Konzentrationsgefälle und der — mit den Beweglichkeiten und Temperaturen in Beziehung zu setzenden — Diffusionskonstante der neutralen, oder, wie wir vielleicht deutlicher sagen, „ambipolaren" Diffusion berechnen.

Bei dieser Auffassung wird nun die Sachlage ganz besonders einfach, wenn man — und die genauere Diskussion zeigt, daß das mit genügender Annäherung zutrifft — die Dichte sowohl der positiven wie der negativen Teilchen unmittelbar über der Wand direkt gleich Null setzt. Betrachten wir nun zunächst den Fall, wo die positive oder negative Teilchenzahl n_0 im Innern der Entladung, insbesondere in der Achse einer zylindrischen Entladungsröhre, fest gegeben ist, und im ganzen übrigen Entladungsgebiet keine Neubildung von Teilchen erfolgt; dann wird sich die Verteilung des Konzentrationsgefälles von innen nach dem Rande hin aus der Forderung erschließen lassen, daß der „ambipolare" Diffusionsstrom durch jede zylindrische Fläche konstant sein muß. Die Absolutgröße des Diffusionsstromes ergibt sich dann ohne weiteres aus der Mitteldichte und dem Radius des Zylinders.

Hier ist nun die Stelle, wo sich zeigt, daß die Messungen der Wandströme für die Erforschung des ganzen Entladungsvorganges eine fundamentale Bedeutung haben müssen. „Ambipolare" Diffusionsströme lassen sich allerdings kaum messen, da sie im Effekt nur mit einem Transport von ungeladener Materie verbunden sind. Es ist jedoch leicht einzusehen, daß man bei sehr großem Unterschied der Beweglichkeiten beider Teilchensorten zu einer fast vollständig genauen Messung des positiven (und damit auch des negativen) Teilstromes gelangt, der bei ambipolarer Diffusion zur Wand fließt, wenn man der Wand ein so hohes negatives Potential gegenüber der Mitte der Entladung erteilt, daß alle Elektronen von der Wand zurückgestoßen werden und sich nunmehr nur die positiven Ionen durch das „stillstehende Elektronengas" sowie die neutralen Atome hindurchbewegen[1]). Wir haben dann zwar nicht mehr den Fall der ambipolaren Diffusion, sondern den der unipolaren Diffusion; aber der Unterschied zwischen diesen beiden Fällen ist bei sehr verschiedenen Beweglichkeiten k^+ und k^- der beiden Teilchensorten nur ganz minimal, da auch bei der neutralen Diffusion die natürliche Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen durch die trägen mitzuschleppenden positiven Ionen schon praktisch vernichtet wird. Die genauere Untersuchung zeigt, daß wir die Diffusion der positiven Teilchen bei positiv unipolarer Diffusion wieder einzig aus dem Konzentrationsgefälle der positiven oder negativen Träger berechnen können, und daß sich die hierfür maßgebende Diffusionskonstante der positiven unipolaren Diffusion von der Konstanten der ambipolaren Diffusion nur um den Faktor $1 + \frac{k^+}{k^-}$ unterscheidet. Und da man auch im Falle der positiven unipolaren Diffusion die Dichte beider Teilchensorten unmittelbar über der Wand wieder gleich Null annehmen kann, so unterscheidet sich der Diffusionsstrom der positiven Ionen in beiden Fällen nur um den Faktor $1 + \frac{k^+}{k^-}$, der beim Quecksilber, wo $\frac{k^+}{k^-}$ etwa $= {}^1/_{1000}$ ist, mit

1) R. Seeliger hat schon 1914 (diese Zeitschr. 15, 780) darauf hingewiesen, daß die Absolutgröße der Elektronendiffusion dadurch und nur dadurch zu einem beachtenswerten Betrage anwachsen kann und muß, daß die Elektronen nicht entfernt im Temperaturgleichgewicht mit dem Gase sind, sondern bedeutend höhere ungeordnete Geschwindigkeiten besitzen können. Ohne Zweifel ist diese Erkenntnis als bedeutsamer Schritt auf dem jetzt eingeschlagenen Wege zu betrachten.

1) Das Elektronengas steht in Wirklichkeit nicht still, sondern bewegt sich unter der Wirkung der Längsfeldes mit konstanter Geschwindigkeit in der Achsenrichtung vorwärts. Dadurch wird aber an unseren Betrachtungen nichts geändert.

aller erreichbaren Genauigkeit = 1 gesetzt werden kann, aber auch für die leichten Metalle und Edelgase kaum mehr als 1 Proz. von 1 abweicht. Indem man also den positiven unipolaren Diffusionsstrom mißt, wird man zugleich den positiven — und den ihm gleichen negativen — Anteil des neutralen Diffusionsstromes gemessen haben.

Diese Überlegungen leisten nun zunächst das, daß sie den Sättigungscharakter des beobachteten positiven Wandstromes als ganz selbstverständlich erscheinen lassen. In der Tat, wenn das an die — leitend angenommene — Wand angelegte Potential so stark negativ ist, daß kein Elektron mehr gegen das Feld anlaufen kann, wird nur noch der positive Diffusionsstrom fließen; und da dieser nach unseren Überlegungen schon im Neutralpunkt praktisch seinen Sättigungswert erreicht hat, so wird jede weitere Steigerung des Potentials seine Größe nicht mehr merklich beeinflussen.

Um nun aber die Größe dieses Stromes aus den Daten der Hauptentladung sowie den Elementarkonstanten (Beweglichkeit, mittlere ungeordnete Energie) berechnen, oder umgekehrt, um die Messungen der Wandströme für die Theorie der Entladung fruchtbar machen zu können, ist es nötig, die Diffusionstheorie der positiven Säule erst für den Fall der neutralen Wanddiffusion zu vervollständigen, und zwar so zu vervollständigen, daß die Innenkonzentration n_0 (bei zylindrischer Entladungsbahn insbesondere die Achsenkonzentration) beider Teilchensorten sich aus der Stromstärke, den Rohrdimensionen und den Elementarkonstanten berechnen läßt.

Hierzu ist es nun nötig, von der bisherigen vereinfachenden Annahme abzugehen, daß der Diffusionsstrom von der Achse in gleichbleibender Gesamtstärke nach außen fließt. Man muß jetzt die Entstehungsart und den Entstehungsort der positiven Ionen berücksichtigen. Die Annahme, die sich hier von selbst ergibt, und deren weitere Verfolgung dann zu der vollständigen Diffusionstheorie der positiven Säule führt, ist folgende: die Ionisierung der neutralen *Hg*-Atome wird praktisch ausschließlich durch den Hauptstrom J_H bewirkt und ist bei gegebenem Potentialgradienten $\frac{\partial V}{\partial z}$ in der Achsenrichtung überall der Hauptstromdichte, also auch der Zahl n der Elektronen in der Volumeneinheit proportional[1]). Wie die Zahl der Ionisierungen vom Potentialgradienten $\frac{\partial V}{\partial z}$ abhängt, kann hierbei offen bleiben; man wird zur Kennzeichnung dieser Abhängigkeit zweckmäßig einen „Ausbeutefaktor" $\varkappa$ benutzen, der angibt, der wievielte Teil der Hauptstromleistung zur Ionisierung verwendet wird. Dieser Faktor wird, abgesehen von den sekundären Variationen des Gaszustandes in der Querrichtung, für alle Teile des Querschnittes gleich und gleich dem gesamten Ausbeutefaktor angenommen werden können.

Für die elektrische Gesamtbilanz einer zylindrischen Entladung ergibt sich dann folgendes Bild: die Konzentration n beider Teilchensorten wird in der Achse am größten sein und dort wird demnach auch die Zahl der neu gebildeten positiven (und negativen) Teilchen ihren größten Wert haben. Nach außen sinkt wegen der Wanddiffusion die Konzentration allmählich ab; zugleich sinkt auch die Zahl der Ionisierungen in den äußeren Schichten. An der Wand schließlich, wo die Konzentrationen verschwinden, finden auch keine Neubildungen mehr statt, hier geht der aus dem Innern der Entladung kommende (ambipolare) Diffusionsstrom ohne weitere Aufnahme oder Verlust neuer Träger einfach durch den Raum hindurch.

Der springende Punkt ist nun, daß durch diese Bedingungen die Abnahme der Konzentration n von der Mitte nach dem Rande, ebenso wie im Fall der reinen Diffusion ohne Neubildung von Trägern, eindeutig festgelegt ist; das einzige, was unter unseren idealisierten Bedingungen noch variieren kann, ist die Konzentration n_0 der Teilchen in der Achse. Damit ist aber dann auch die Stärke der nach der Wand abfließenden Ströme beider Vorzeichen eindeutig durch n_0 bestimmt. Andererseits ist aber auch, bei gegebenem Ausbeutefaktor $\varkappa$, die Zahl der neu gebildeten Teilchen beider Vorzeichen durch n_0 und $\frac{\partial V}{\partial z}$ vollständig bestimmt. Da nun die Zahl der erzeugten Teilchen gleich der Zahl der nach der Wand abwandernden sein muß, so ergibt sich hieraus die — langgesuchte — theoretische Bestimmung des Potentialgradienten aus den Elementarkonstanten und der Rohrweite; man erhält nach Durchführung der Rechnungen:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 2{,}405 \sqrt{\frac{V_i}{\varkappa}} \cdot \sqrt{\frac{k^+}{k^-}} \cdot \sqrt{\mathfrak{B}^+ + \mathfrak{B}^-} \cdot \frac{1}{R} \cdot \quad (1)^1)$$

Hierbei bedeutet V_i die Ionisierungsspannung in Volt, $\mathfrak{B}^+$ und $\mathfrak{B}^-$ sind die Potentialäquivalente der Temperaturen T^+ und T^- der positiven

1) Abweichungen von dieser einfachen Proportionalität mit n werden in Wirklichkeit dadurch auftreten, daß sich zugleich mit der Verringerung die Elektrizitätsdichte von innen nach außen auch die Temperatur, also die Dichte des neutralen Gases ändert. Diese Erscheinung gehört jedoch zu den sekundären, die als Korrekturen an dem typischen Idealfall zu behandeln sind.

1) In dieser Formel ist schon k^+ neben k^- vernachlässigt.

und negativen Teilchen in Volt, R ist der Radius des zylindrischen Entladungsgefäßes. Die Zahl 2,405 ist die erste Nullstelle der Besselschen Funktion J_0; es stellt sich nämlich heraus, daß die Dichte n unter den angegebenen Voraussetzungen von der Mitte nach dem Rande zu abfällt wie die Besselsche Funktion J_0 von ihrem Anfangswert 1 bis zu ihrer ersten Nullstelle. Dieser Verlauf, der ja sehr ähnlich ist, wie bei einer Cosinusfunktion, wird durch die nebenstehende Fig. 1 wiedergegeben.

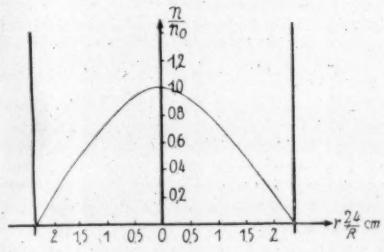


Fig. 1.

Die wichtigste Aussage des Gesetzes (1) für den Potentialgradienten der positiven Säule ist die, daß der Potentialgradient vom Strom unabhängig und umgekehrt proportional der Rohrweite ist, soweit nicht die Elementarkonstanten $\varkappa$, k^+, k^-, $\mathfrak{B}^+$ und $\mathfrak{B}^-$ auf dem Wege über die Temperatur und den Anregungszustand des durchflossenen Gases von diesen Größen abhängen und dadurch indirekt noch einen weiteren Gang mit J_H und R bewirken.

Diese beiden Aussagen stehen bekanntlich in großen Zügen durchaus im Einklang mit den Beobachtungen. Es ist sogar neuerdings ein Fall bekannt geworden, wo sie exakt zu gelten scheinen: G. Claude hat 1914 in einer Neon-Gasentladung von 2 mm Druck vollständige Konstanz des Produktes $\frac{\partial V}{\partial z} \cdot R$ bei Variation des Durchmessers zwischen 0,5 und 6,5 cm gefunden[1]). Hier scheinen also innerhalb der Versuchsbedingungen die Elementarkonstanten unverändert geblieben zu sein.

Eine eindringendere Prüfung des Geltungsbereiches der Formel (1) wird möglich, wenn man für die Elementarkonstanten über sichere theoretische Angaben oder über weitere unabhängige Messungen verfügt. Für die Ausbeutekonstante $\varkappa$ ist nun eine derartige Messung ohne weiteres auf Grund der praktischen Gleichheit von ambipolarem Diffusionsstrom (des einen oder anderen Vorzeichens) und positivem unipolarem Diffusionsstrom möglich. Da dieser letztere Strom mit jeder praktischen Genauigkeit zugleich die Zahl der zur isolierenden Wand abfließenden positiven und negativen Teilchen angibt, und da die Voraussetzungen so angenommen sind, daß alle erzeugten Ionen nur durch Diffusion an die Wand verloren gehen, so mißt man durch den positiven unipolaren Diffusionsstrom pro Längeneinheit direkt die Zahl der in der Längeneinheit erzeugten Ionen und kann somit, da die zur Erzeugung eines Ions notwendige Energie sowie die Gesamtstromleistung pro Längeneinheit bekannt ist, direkt den Ausbeutefaktor experimentell bestimmen. Von I. Langmuir sind derartige — dort wesentlich für die Energiebilanz ausgewertete — Ausbeutemessungen bei verschiedenen Drucken und Stromstärken in einem 3,2 cm weiten Rohr vorgenommen worden; sie ergeben ein Sinken der Ausbeute mit wachsendem Druck und abnehmender Stromstärke und bewegen sich zwischen 15 Proz. und 44 Proz. Nach Messungen meines Mitarbeiters, Herrn J. v. Issendorff, die im Dynamowerk der Siemens-Schuckert-Werke angestellt wurden, erhielten wir für Entladungen in 16 und 4 mm weiten Rohren ähnliche Größenordnungen, nämlich 13 und 27 Proz.; wahrscheinlich haben wir bei etwas höheren Drucken gemessen als Langmuir.

Somit gelingt es, in Gl. (1) alles bis auf den Faktor

$$\sqrt{\frac{k^+}{k^-}} \cdot \sqrt{\mathfrak{B}^+ + \mathfrak{B}^-}$$

zu messen, und man kann die Theorie prüfen, indem man diesen Faktor aus $\frac{\partial V}{\partial z}$ und $\varkappa$ bestimmt und diesen Wert mit dem theoretisch zu erwartenden vergleicht. Hierbei ist jedoch zur anderweitigen Bestimmung von $\mathfrak{B}^+$ und $\mathfrak{B}^-$ nicht einmal eine theoretische Spekulation nötig, da man $\mathfrak{B}^-$, wie von I. Langmuir und unabhängig von J. v. Issendorff gefunden wurde, wegen der Kleinheit des positiven Sättigungsstromes einfach durch Aufnahme der Charakteristik des Nebenstromes feststellen kann. Man findet so bei nicht zu geringen Drucken und Stromdichten in der Tat eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung für die Elektronen, die durch den Parameter $\mathfrak{B}$ charakterisiert werden kann; Langmuir fand auf diese Weise Unabhängigkeit von $\mathfrak{B}^-$ von der Stromdichte, jedoch Abhängigkeit vom Druck; seine Werte variieren zwischen 0,8 und 25 tausendstel mm Hg von 2,6 bis 1,1 Volt[1]). Wir fanden bei etwas höheren

1) C. R. 158, 692—697, 1914.

1) Die direkten Angaben Langmuirs beziehen sich

Drucken etwa 1 Volt, $\mathfrak{V}^-$ ist also recht genau bekannt, und $\mathfrak{V}^+$ wird — hierin weichen wir von Langmuir ab — bei nicht zu tiefen Drucken klein gegen $\mathfrak{V}^-$ sein, da die positiven Ionen ihre kinetische Energie an das Gas abgeben, während die Elektronen weitgehend ohne Energieverlust reflektiert werden.

In einem von Herrn v. Issendorff durchgemessenen Fall, wo ein Hg-Bogen von 2 Amp. Stromstärke eine genügend lange zylindrische Sonde von 1,6 cm Durchmesser passierte, fanden wir $\frac{\partial V}{\partial z}$ gleich etwa 1 Volt/cm, den positiven unipolaren Nebenstrom pro Längeneinheit $= {}^1/_{200}$ des Hauptstromes, daraus die Ausbeutekonstante $\varkappa = 13$ Proz.; $\mathfrak{V}^- = 1$ Volt, $R = 0{,}8$ cm, also mit $V_i = 10{,}32$ Volt nach Einsetzen in (1) und Quadrieren:

$$\frac{k^+}{k^-} = (0{,}8)^2 \cdot \frac{0{,}13}{10{,}32} \cdot \left(\frac{1}{2{,}405}\right)^2 = \frac{1}{700}.$$

Dies ist vollständig die Größenordnung, die man für Hg Ionen und Elektronen zu erwarten hat, wenn man die Beweglichkeiten nach Langevin der Wurzel aus den Massen und der Wurzel aus den ungeordneten Geschwindigkeiten umgekehrt, den freien Weglängen direkt proportional setzt.

Wie ist nun aber die seitliche Verteilung des Potentials in der positiven Säule? Ein Beweis dafür, daß das Potential von der Mitte zu nach den Seiten abfällt, ist schon durch die Form der Schichtungen in der geschichteten positiven Säule gegeben, wo die Vorderfläche jeder leuchtenden Schicht ungefähr, wenn auch nicht genau, eine Potentialfläche darstellt. Diese Flächen sind nämlich mehr oder weniger glockenartig gewölbt, den Kopf nach der Kathode zu, so daß die Stellen gleichen Potentiales von der Seite nach der Mitte hin immer mehr auf die Kathode zu verschoben sind, oder in gleicher Entfernung von der Kathode in der Mitte ein höher positives Potential herrschen muß als an den Seiten.

Für die ungeschichtete positive Säule, auf die unsere Überlegungen ja zunächst nur anwendbar sind[1]), existieren jedoch auch direkte Potentialmessungen, die im Wehneltschen Laboratorium (von H. Salinger) angestellt wurden[2]).

Man fand in Stickstoff von 0,2 bis 0,07 mm Druck Potentialunterschiede von 6—9 Volt von der Mitte gegen die Wand, und zwar ziemlich unabhängig davon, ob es sich um geschichtete oder ungeschichtete Entladungen handelt.

Berechnen wir nach unserer Theorie den Potentialunterschied zwischen Mitte und Wand, so finden wir wegen der für ambipolare Diffusion geltenden Beziehung:

$$V - V_0 = \frac{\mathfrak{V}^- k^- - \mathfrak{V}^+ k^+}{k^+ + k^-} \cdot \ln \frac{n}{n_0},$$

oder angenähert:

$$V - V_0 = \mathfrak{V}^- \cdot \ln \frac{n}{n_0}.$$

eine Verteilung, die durch Fig. 2 wiedergegeben ist, wobei $\mathfrak{V}^- = 1$ Volt gesetzt wurde und als

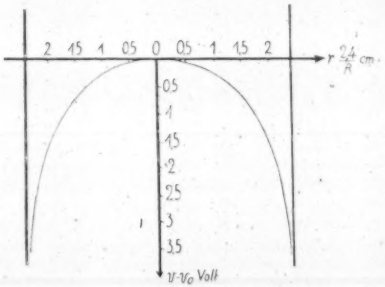


Fig. 2.

Abszisse $r \cdot \frac{2{,}4}{R}$ aufgetragen ist (r laufender, R äußerer Radius). Wie man sieht, stimmt dieser Potentialverlauf mit dem unter anderen Umständen beobachteten größenordnungsmäßig überein; aus den Beobachtungen von Herrn Salinger würde man nach unserer Theorie schließen müssen, daß die ungeordnete Geschwindigkeit der Elektronen in der Stickstoffentladung nicht 1, sondern 2—3 Volt entspricht.

Man erkennt also, daß durch Messung der Querpotentialdifferenzen eine neue, von den bisherigen unabhängige Prüfungsmöglichkeit für die Theorie oder eine neue Methode zur Bestimmung von $\mathfrak{V}^-$ gegeben ist; 2 weitere unabhängige Messungen bieten sich durch Verwendung kleiner in die Achse der Entladung eingeführter Sonden, denen man so hohes positives und negatives Potential erteilt, daß die von ihnen aufgenommenen Elektronen- und Ionenströme

nicht auf $\mathfrak{V} = \frac{300\ KT}{\varepsilon}$, sondern auf das Äquivalent der mittleren kinetischen Gesamtenergie, $V_0 = \frac{3}{2} \cdot \frac{300\ KT}{\varepsilon}$.

1) Die Schichtungen kommen nach der jetzt wohl allgemein herrschenden Auffassung nur in solchen Entladungen vor, wo wegen der natürlichen oder durch Verunreinigungen erhöhten Größe des Wiedervereinigungskoeffizienten die Wiedervereinigung neben der Diffusion eine merkliche Rolle spielt.

2) Es handelt sich dabei um Messungen mit kleinen Sonden, die jedoch, wenn man die ungeordneten Geschwindigkeiten der positiven und negativen Teilchen konstant annimmt, richtige Differenzwerte (wenn auch falsche Absolutwerte) ergeben haben müssen.

ihren Sättigungswert erreicht haben. Hält man hierbei die Sondendimensionen klein gegen die freien Weglängen der geladenen Teilchen und bedient sich genügend dichter Entladungsströme, so gelangt man direkt zu einer Messung von

$$n_0 \sqrt{\frac{\mathfrak{V}^+}{m^+}} \text{ und } n_0 \sqrt{\frac{\mathfrak{V}^-}{m^-}},$$

kann also bei Kenntnis der Trägermassen und der Größe $\mathfrak{V}^-$ die Achsendichte n_0 und die ungeordnete Energie $\mathfrak{V}^+$ der positiven Ionen unabhängig von der Diffusionstheorie bestimmen. Natürlich läßt sich bei exzentrischer Verschiebung der Sonde auf diese Weise auch die von der Theorie geforderte Verminderung der Dichte n nach dem Rande zu direkt feststellen. Eine weitere Bereicherung der Meßgrößen und zugleich ein interessanter Ausbau der Theorie ergibt sich schließlich, wenn man die Frage diskutiert, ob nicht auch ein negativer Wandsättigungsstrom meßbar sein wird, und was er nach der Theorie für eine Größe und Bedeutung besitzt. I. Langmuir nimmt die Existenz eines solchen Elektronen-Sättigungsstromes ohne weiteres als gegeben an, indem er ihn proportional $n \sqrt{\frac{\mathfrak{V}^-}{m^-}}$ setzt, und unter n die Dichte der positiven und negativen Teilchen „in der Umgebung" der Wand versteht. Dieser Ansatz ist unserer Ansicht nach für Sonden, die die ganze Entladung einhüllen, auch bei beliebig großer freier Weglänge nicht ganz zutreffend; sicher aber hat er keine Bedeutung für den Fall, wo vielfache Zusammenstöße in Frage kommen und damit die Grundlagen unserer Diffusionstheorie, die ja die Dichte $n \sim 0$ in der Nähe der Wand fordert, gegeben sind. Gleichwohl ist es Herrn v. Issendorff gelungen, bei der Aufnahme der Wandcharakteristik ein Gebiet aufzufinden, in dem der aufgenommene Elektronenstrom zweifellos Sättigungscharakter aufwies. Die genauere Theorie dieses Vorganges ist deshalb etwas komplizierter, weil es sich hier um Ströme handelt, die groß gegen den zur Hauptanode fließenden Strom sind, so daß dabei ein starkes Konzentrationsgefälle in achsialer Richtung berücksichtigt werden muß. Es genüge anzuführen, daß sich der negative Sättigungsstrom unter unseren Voraussetzungen nicht proportional $\sqrt{\mathfrak{V}^-}$, sondern proportional $k^- \cdot (\mathfrak{V}^- + \mathfrak{V}^+)$ ergibt, und daß die Kombination mit der positiven Sättigungsstrommessung zu einer von der früheren unabhängigen Bestimmung von $\frac{k^+}{k^-}$ führt. Diese Bestimmung ist durch Messung beider Wandsättigungsströme von uns ausgeführt worden und ergibt eine gute Übereinstimmung mit dem auf anderem Wege aus der Theorie und den Messungen ermittelten Wert $\frac{k^+}{k^-} = \frac{1}{700}$.

Im ganzen liefert also die neue Theorie nicht nur Methoden zur Messung der für die „quasineutrale Gasentladung" maßgebenden Elementarkonstanten k^+, k^-, $\mathfrak{V}^+$, $\mathfrak{V}^-$ und $\varkappa$, sondern sie gibt eine so große Zahl verschiedener Prüfungsmöglichkeiten an die Hand, daß diese Konstanten mehrfach überbestimmt werden können und dadurch eine Prüfung der Theorie selbst möglich wird. Natürlich wird man, um zu reinlichen Bestimmungen zu kommen, die Verhältnisse möglichst so zu wählen suchen, daß diese Elementarkonstanten innerhalb der ganzen Entladung (infolge der Konstanz von Druck, Temperatur und achsialem Potentialgradienten) die gleichen Werte haben; andernfalls wird man Mittelwerte messen, die sich nach den verschiedenen Methoden etwas verschieden ergeben können. Zweierlei scheint nicht zweifelhaft zu sein: erstens, daß dem Experimentator aus der Durchführung der Theorie eine Reihe von neuen Aufgaben erwächst, zweitens, daß das bisherige und künftige, wenn auch unter anderen Gesichtspunkten gewonnene, Beobachtungsmaterial nunmehr nach rationellen Gesichtspunkten zu ordnen sein wird.

Die Komplikationen, die bei allen Drucken und Stromstärken in unmittelbarer Nähe der Wand, bei sehr kleinen Drucken und sehr geringen Stromstärken im ganzen Entladungsraum dadurch eintreten, daß die freie Weglänge nicht mehr als genügend klein gegen die Dimension der betreffenden Makrovorgänge angesehen werden kann, und dadurch, daß die Bedingung $n^+ = n^-$ nicht mehr genügend genau erfüllt ist, gehören in ein besonderes Kapitel, erfordern die Anwendung anderer Methoden. Das Wesentliche unserer Theorie ist ja, daß sie die Kennzeichen der Raumladungstheorie, nämlich die Anwendung der Poissonschen Gleichung und die Annahme der freien Fallbeschleunigung beider Teilchensorten, vermeidet und an ihre Stelle einsetzt 1. die Bedingung der Quasineutralität der ganzen Entladung und 2. die Annahme einer vom Feld unabhängigen Beweglichkeit oder einer gegen die geordnete Geschwindigkeit großen ungeordneten Bewegung (mindestens für die Elektronen).

Dagegen mag über das bekannte „Loslösen" der Entladung von der Wand, das Zusammenziehen zu einem mehr oder weniger dünnen Faden, das bei höheren Drucken eintritt, noch die Vermutung geäußert werden, daß es sich hierbei um Wiedervereinigungsvorgänge vor dem Erreichen der Wand handelt, die durch die

kältere Temperatur der Außenschichten, vor allem aber wohl auch durch Verunreinigungen mit elektronegativen Substanzen bedingt sein können.

Und schließlich muß auf die wichtige Rolle von Gas- und Dampfströmungen hingewiesen werden, die ja, wie aus dem berühmten Townsendschen Saugversuch hervorgeht, für die Bewegung der Ladungen in Gasen eine ganz ausschlaggebende Bedeutung haben, sobald die Gasgeschwindigkeit in die Größenordnung der Diffusionsgeschwindigkeit kommt. Wie hier speziell beim Quecksilberdampf die Verhältnisse liegen, haben wir durch besondere Dampfströmungsversuche festgestellt, aus denen sich, ganz im Einklang mit der Theorie und den übrigen Messungen, ergab, daß die neutralen oder positiven unipolaren Diffusionsgeschwindigkeiten zwischen 10^3 und 10^4 cm/sec liegen müssen. In den Anodenarmen eines Gleichrichters, wo unsere Versuche mit der zylindrischen Sonde angestellt wurden, spielen diese Bewegungen keine merkliche Rolle; wohl aber im offenen Entladungsraum eines metallischen Großgleichrichters, wo ja positive Wandströme von 90 Amp. bei Betriebsströmen von 500 Amp. festgestellt wurden. Diese Größenordnungen sind durch bloße Diffusion nicht zu erklären, und in der Tat folgt auch aus Angaben und Messungen von Herrn Günther-Schulze, daß in Großgleichrichtern Dampfstrahlgeschwindigkeiten auftreten können, die die normale Diffusionsgeschwindigkeit um ein Vielfaches übersteigen.

Wir haben es also bei diesem Phänomen im Gleichrichter, das für uns den Ausgangspunkt aller unserer Betrachtungen darstellte, doch mit einem ziemlich komplexen Vorgang zu tun, und die Aufgabe, die dieses zunächst so paradoxe Phänomen der wissenschaftlichen Forschung gestellt hat, kann als gelöst gelten, wenn es gelungen ist, es in seine einfacheren Elementarbestandteile aufzulösen und die Einzelvorgänge im Rahmen unserer Gesamterkenntnisse zu deuten und für sie fruchtbar zu machen.

Von ausführlicheren Veröffentlichungen zu dem behandelten Thema sind zurzeit folgende beabsichtigt:

Schottky und v. Issendorff, Wärmewirkungen der kathodischen Wandströme. Zeitschr. f. Phys., Juli 1924.

Schottky, Diffusionstheorie der positiven Säule. Zeitschr. f. Phys., Oktober 1924.

v. Issendorff, Energetik der Wandströme. Wiss. Veröff. des Siemenskonz. 1924.

Schottky und v. Issendorff, Dampfströmungsversuche. Wiss. Veröff. des Siemenskonz. 1924.

Alle oben genannten Versuche sind (von Herrn v. Issendorff und mir) im Prüffeld des Siemens-Schuckert-Dynamowerks (Berlin-Siemensstadt) ausgeführt. Herrn Dr. M. Schenkel, dem Leiter der Gleichrichterabteilung, sind wir für seine Unterstützung der Versuche sehr verbunden. Ferner habe ich aber für mannigfache Anregungen und Einwände auch zu danken den Herren Günther-Schulze, Berlin und R. Seeliger, Greifswald, und nicht zuletzt meinem Mitarbeiter, Herrn v. Issendorff. Ohne vielfache Aussprache und Diskussion mit diesen drei Herren würde ich sicher nicht zu der jetzigen Klarheit gelangt sein.

(Eingegangen 28. Juni 1924.)

Zur Theorie der primären β-Strahlen.

Von Hans Th. Wolff.

Nach L. Meitner[1]) hat man primäre und sekundäre β-Strahlen zu unterscheiden, von denen erstere dem Kern, letztere der Elektronenhülle des Atoms entstammen. Bei Betrachtung der aus dem Kern entsandten β- und γ-Strahlen gelangt man zu der Auffassung, daß jener verschiedene bestimmte Energiemengen besitzen kann[2]). Der Übergang von einem Energieniveau zu einem anderen vollzieht sich in ein und demselben radioaktiven Körper, indem der Kern Energie als γ-Strahlung abgibt. Man kann sich etwa denken, daß die Veränderung, welche im Kern hierbei eintritt, in erster Linie darin besteht, daß ein Elektron von einer Bahn auf eine andere übergeht. (Es möge dahingestellt bleiben, inwieweit die Auffassung berechtigt ist, daß diese Bahnen noch in dem Bereiche des Atomkernes gelegen sind.) Würde ein β-Strahlelektron von seiner Anfangsbahn aus, welche dem höchsten Energieniveau des betreffenden Körpers entspricht, aus dem Atom ohne Energieverlust austreten, so müßte es mindestens die gleiche Energie wie die schnellste β-Strahlung besitzen, welche der betrachtete Stoff aussendet. Seine Energie könnte aber auch noch größer sein, indem ein β-Strahlelektron in Wirklichkeit nicht ohne gleichzeitige Abgabe von γ-Strahlung emittiert würde.

Wir wollen nun feststellen, ob es denkbar ist, daß die im Kern befindlichen Elektronen vor ihrer Aussendung als β-Strahlen auf solchen Bahnen sich bewegen, wie sie die Quantentheorie vorschreibt. Die folgenden Berechnungen sollen lediglich zur Orientierung auf dem behandelten Gebiete dienen.

1) Lise Meitner, Zeitschr. f. Phys. **9**, 131, 1922.
2) Vgl. Adolf Smekal, Zeitschr. f. Phys. **10**, 275, 1922 u. C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. (A) **101**, 1, 1922.

Es ist zu fordern, daß die Elektronen bei ihrer Bewegung sich nicht weiter vom Atommittelpunkt entfernen, als der Radius des Kernes reicht, dessen Größenordnung bekanntlich zu höchstens 10^{-12} cm angenommen wird. Die Bewegung eines Elektrons, auf welches eine Kraft wirkt, die vom Atommittelpunkt ausgeht und durch das Coulombsche Gesetz ausgedrückt ist, hat Sommerfeld berechnet, indem er die Gültigkeit der Quantenansätze und der Relativitätstheorie voraussetzte[1]). Unter sonst gleichen Bedingungen wird das Elektron dem Zentrum am nächsten bleiben, wenn es auf einer Kreisbahn umläuft. Deren Radius beträgt:

$$r = \frac{\tau^2 h^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi n \varepsilon^2}{c\tau h}\right)^2}}{4\pi^2 n \varepsilon^2 \mu}. \qquad (1)$$

ε bedeutet die Elementarladung in elektrostatischem Maß; die wirksame positive Ladung ist gleich $n\varepsilon$. c bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit und μ die Ruhmasse des Elektrons. Es ist vorausgesetzt, daß das Impulsmoment des Elektrons gleich $\frac{\tau h}{2\pi}$ ist (τ ganze Zahl). Nach Gleichung (1) ist es kaum möglich, daß sich sämtliche Elektronen in dem geforderten Bereich befinden. Am kleinsten ist r für $\tau = 1$. Sollte beispielsweise $r = 10^{-12}$ cm betragen, so müßte für $\tau = 1$ $n = 139$ sein, die Ladung des Kernes überschreitet aber bei den radioaktiven Atomen nicht 92ε und ist bei RaB, das für das folgende besonders in Betracht kommt, nur 82ε.

Will man nun trotzdem sowohl den Quantenansatz als auch die mechanischen Grundgesetze für den Atomkern als gültig annehmen, so muß man wohl voraussetzen, daß die auf die Elektronen wirkende Kraft bei Annäherung an den Atommittelpunkt stärker als proportional $\frac{1}{r^2}$ zunimmt. Dies könnte dadurch verwirklicht sein, daß ein positives Teilchen ein negatives in großer Nähe nicht nach dem Coulombschen Gesetz anzieht. Man ist aber nicht zu dieser Vorstellung genötigt, sondern kann sich auch denken, daß die positive Kernladung eine hinreichend von der Kugelform abweichende Gestalt besitzt. Es soll nun gezeigt werden, daß die Voraussetzung einer scheibenförmigen Gestalt des Kernes die vorhandenen Schwierigkeiten behebt[2]).

[1]) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 51, 1, 1916 (II, § 1—4).

[2]) Man könnte auch daran denken, durch Berücksichtigung der von den bewegten positiven Ladungen ausgeübten magnetischen Kraft zum Ziele zu gelangen. Diese dürfte jedoch nur unbedeutend sein, wie eine Überschlagsrechnung vermuten läßt, und soll im folgenden vernachlässigt werden.

Wir wollen zunächst das Potential berechnen, welches eine Kreisscheibe in einem außerhalb von ihr in derselben Ebene gelegenen Punkt erzeugt. Eine Kreislinie vom Radius ϱ sei mit Ladung von der linearen Dichte 1 belegt. In einem Punkt ihrer Ebene, welcher außerhalb von ihr liegt und vom Atommittelpunkt den Abstand r besitzt, ruft sie das Potential

$$P = \frac{4\varrho}{r} K\left(\frac{\varrho}{r}\right)$$

hervor. $K\left(\frac{\varrho}{r}\right)$ bezeichnet ein vollständiges elliptisches Integral erster Gattung vom Modul $\frac{\varrho}{r}$. Eine Kreisscheibe vom Radius a trage in gleichmäßiger Verteilung die Ladung L. Dann ist das gesuchte Potential:

$$V = \frac{L}{\pi a^2} \int_0^a P \, d\varrho = \frac{4L}{\pi a^2} \int_0^a \frac{\varrho}{r} K\left(\frac{\varrho}{r}\right) d\varrho.$$

Bei der Berechnung dieses Integrals ist von der Formel

$$\int v K(v)\, dv = E(v) - (1 - v^2) K(v) + \text{Const.}$$

Gebrauch zu machen, in welcher $E(v)$ ein vollständiges elliptisches Integral 2. Gattung vom Modul v bedeutet. Man findet:

$$V = \frac{4Lr}{\pi a^2}\left[E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) K\left(\frac{a}{r}\right)\right]. \qquad (2)$$

Die Kreisscheibe ruft im betrachteten Punkte das Feld hervor:

$$\mathfrak{E} = \frac{4L}{\pi a^2}\left[K\left(\frac{a}{r}\right) - E\left(\frac{a}{r}\right)\right]. \qquad (3)$$

Ein Elektron möge eine positiv geladene Kreisscheibe vom Radius a umlaufen, indem es sich auf einer Kreisbahn vom Radius r bewegt, welche mit der positiven Scheibe konzentrisch ist und mit ihr in derselben Ebene liegt. Bezeichnet man die transversale Masse des Elektrons mit μ' und seine Geschwindigkeit mit $v = \beta c$, so lautet seine Gleichgewichtsbedingung:

$$\frac{\mu' v^2}{r} = \frac{4L\varepsilon}{\pi a^2}\left[K\left(\frac{a}{r}\right) - E\left(\frac{a}{r}\right)\right] - K_\varepsilon, \qquad (4)$$

wobei K_ε die von den eventuell außerhalb der Scheibe vorhandenen Ladungen ausgeübte Kraft ist. Das Impulsmoment des Elektrons möge die Bohrsche Bedingung

$$\mu' v r = \frac{\tau h}{2\pi} \quad (\tau \text{ ganze Zahl}) \qquad (5)$$

erfüllen. Aus (4) und (5) folgt:

$$\frac{\tau h v}{2\pi} = \frac{4L\varepsilon}{\pi}\left(\frac{r}{a}\right)^2 \cdot \left[K\left(\frac{a}{r}\right) - E\left(\frac{a}{r}\right)\right] + K_\varepsilon r^2. \qquad (6)$$

Man stellt sich bekanntlich vor, daß ein Atomkern außer *He*- und *H*-Kernen auch Elektronen enthält. Im folgenden wollen wir den Grenzfall betrachten, daß diese letzteren alle außerhalb der positiven Scheibe umlaufen[1]). Über die Anordnung der s Kernelektronen machen wir die einfache provisorische Annahme, daß sie sich in gleichen gegenseitigen Abständen auf einem Kreis vom Radius r befinden, der mit der positiven Scheibe konzentrisch ist und mit ihr in einer Ebene liegt. Die auf das β-Strahlelektron von den übrigen Kernelektronen ausgeübten magnetischen Kräfte wollen wir vernachlässigen. Zur Berechnung des von ihnen am Orte des β-Strahlelektrons hervorgerufenen Potentials denken wir uns die $s-1$ Elektronen durch eine gleichmäßige Belegung des Kreises ersetzt, von dem der $s$te Teil freibleibt. In der Mitte dieses Kreisbogens befinde sich das betrachtete β-Strahlelektron. Da es sich nur um eine überschlagsweise Berücksichtigung des von den Elektronen erzeugten elektrischen Feldes handelt, berechnen wir das Potential so, als ob die Ladungen ruhten. Es ist dann durch die Formel gegeben:

$$P_\varepsilon = \frac{s\varepsilon}{\pi r} \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4s}. \tag{7}$$

Hieraus folgt:

$$K_\varepsilon = -\frac{s\varepsilon^2}{2\pi r^2} \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4s}. \tag{8}$$

Im folgenden wird sowohl der Fall behandelt, daß die transversale Masse μ' des Elektrons nach dem Relativitätsprinzip zu berechnen ist (Lorentzsches Elektron), als auch derjenige, daß das Elektron als starr angesehen wird. Das starre Elektron findet Berücksichtigung, da mit der Möglichkeit zu rechnen ist, daß die Partikel bei ihrem sehr raschen Umlauf nicht genügend Zeit hat, beständig die durch die Lorentzkontraktion gegebene Gestalt anzunehmen. Optische Messungen deuten vielleicht hierauf hin[1]). In beiden Fällen erhält man für v einen der Lichtgeschwindigkeit sehr nahekommenden Wert, wenn man für r in (5) einen Wert von der Größenordnung 10^{-12} cm einsetzt. Die Gleichgewichtsbedingung des Elektrons lautet somit nach (6) in beiden Fällen:

$$\left.\begin{aligned} \tau hc = 8L\varepsilon \left(\frac{r}{a}\right)^2 \left[K\left(\frac{a}{r}\right) - E\left(\frac{a}{r}\right)\right] + \\ + s\varepsilon^2 \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4s}. \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Wir wollen als speziellen Körper *RaB* betrachten. Dessen Atomnummer ist $N = 82$, sein Atomgewicht gleich 214. Wir nehmen daher an, daß sein Kern aus 53 *He*-, 2 *H*-Kernen und 26 Elektronen besteht. Demgemäß ist zu setzen: $L = 108\varepsilon$, $s = 26$. Führt man diese Zahlenwerte in (9) ein, so ergibt die numerische Ausrechnung $\frac{a}{r} = 0{,}784$, wofern man $\tau = 1$ setzt. Werte von τ, die größer als 1 sind, muß man als unwahrscheinlich ansehen, da sie zu Beträgen von $\frac{a}{r}$ führen, die nur wenig von 1 verschieden sind, z. B. gehört zu $\tau = 2$ $\frac{a}{r} = 0{,}98$.

Nennt man die Geschwindigkeit, welche das β-Strahlelektron nach Verlassen des Atoms besitzt, $c \cdot \beta_\infty$, so gilt für das Lorentzsche Elektron nach (2) und (7) die Energiegleichung:

$$\frac{\mu c^2}{\sqrt{1-\beta_\infty^2}} = \frac{\mu c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{4Lr\varepsilon}{\pi a^2}\left[E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)K\left(\frac{a}{r}\right)\right] - \frac{s\varepsilon^2}{\pi r} \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4s}.$$

Diese Beziehung kann man unter Benutzung von (5) in die Form bringen:

$$\sqrt{1-\beta_\infty^2} = \frac{\tau hc}{2} - 4L\varepsilon \left(\frac{r}{a}\right)^2 : \left[E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)K\left(\frac{a}{r}\right)\right] - s\varepsilon^2 \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4s}. \tag{10}$$

In dieser Gleichung ist nur a, der Radius der positiven Scheibe, unbekannt. Als einen plausibeln Wert wollen wir $a = 4{,}115 \cdot 10^{-13}$ cm der Berechnung zugrunde legen[2]). Man findet $\beta_\infty = 0{,}999$. Für $a = 10^{-12}$ cm ergibt sich $\beta_\infty = 0{,}995$. J. Danysz[3]) nimmt an, daß die schnellsten β-Strahlen der Produkte von *RaEm* 98 Proz. Lichtgeschwindigkeit besitzen, doch lasse

1) Man ist nicht zu der Hypothese genötigt, daß die Scheibe Elektronen enthält, welche den Zusammenhalt der positiven Teilchen bewirken („Bindeelektronen"), vielmehr ist anzunehmen, daß die positiven Partikeln im Kern anziehende Kräfte aufeinander ausüben (vgl. H. Th. Wolff, Ann. d. Phys. **60**, 685, 1919). Zu dieser Vorstellung veranlaßt unter anderem der Umstand, daß es Atomkerne gibt, die keine Elektronen enthalten (abgesehen von den vermutlich in den *He*-Kernen vorhandenen Elektronen). Auch Rutherford und Chadwick (Phil. Mag. **42**, 809, 1921) nehmen an, daß sich positiv geladene Körper in großer Nähe einander anziehen.

1) Vgl. W. Bothe, Die Naturwissenschaften 11, 45, 1923.

2) Zu diesem Wert gelangt man bei Anwendung des Bohrschen Ansatzes auf das Impulsmoment der im Kern umlaufend gedachten α-Strahlteilchen, wenn man die Quantenzahl gleich 5 setzt. (Vgl. H. Th. Wolff, Physik. Zeitschr. **21**, 175, 1920. Als α-Strahler ist *RaC'* in Betracht gezogen.)

3) J. Danysz, Ann. chim. phys. **30**, 241, 1913.

sich die obere Grenze der Geschwindigkeit der β-Strahlen nicht mit Sicherheit messen. In einer früheren Veröffentlichung[1]) gab dieser Autor als höchsten Wert von β 0,998 an. Andererseits reicht nach Chadwick[2]) das kontinuierliche β-Strahlenspektrum von $RaB + C$ bis mindestens $\beta = 0{,}993$. Es zeigt sich somit, daß die dargestellte Anschauung die Aussendung von Elektronen, die eine hinreichend große Energie besitzen, leicht verstehen läßt[3]). Auf eine Behandlung der Frage, ob sich Quantenbahnen finden lassen, welche den übrigen (niederen) Energieniveaus entsprechen, soll hier nicht eingegangen werden.

Es ist nun der Fall des starren Elektrons zu betrachten. Seine kinetische Energie ist durch den Ausdruck

$$E_k = \frac{3\mu c^2}{4}\left\{\frac{1}{\beta}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\right\} \qquad (11)$$

gegeben[4]). Im Grenzfall $\beta = 1$ ist

$$E_k = \frac{3\mu c^2}{4}\left(\ln\frac{2}{1-\beta} - 2\right), \qquad (11a)$$

während die transversale Masse des Elektrons durch die Gleichung bestimmt ist:

$$\mu'_{\text{starr}} = \frac{3\mu}{4}\left(\ln\frac{2}{1-\beta} - 1\right). \qquad (12)$$

Daher ist

$$E_k = c^2\mu' - \frac{3\mu c^2}{4}$$

oder nach (5)

$$E_k = \frac{\tau hc}{2\pi r} - \frac{3\mu c^2}{4}. \qquad (13)$$

Somit lautet die Energiegleichung:

$$\frac{\mu c^2}{\sqrt{1-\beta_\infty^2}} = \frac{\tau hc}{2\pi r} + \frac{\mu c^2}{4} - \frac{4Lr\varepsilon}{\pi a^2}\left[E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)K\left(\frac{a}{r}\right)\right] - \frac{s\varepsilon^2}{\pi r}\ln\operatorname{tg}\frac{\pi}{4s}.$$

Es folgt:

$$\sqrt{1-\beta_\infty^2} = \pi\mu c^2 r\left[\frac{\tau hc}{2} + \frac{1}{4}\pi\mu c^2 r - 4L\varepsilon\left(\frac{r}{a}\right)^2\left\{E\left(\frac{a}{r}\right) - \left(1-\frac{a^2}{r^2}\right)K\left(\frac{a}{r}\right)\right\} - s\varepsilon^2\ln\operatorname{tg}\frac{\pi}{4s}\right]^{-1}. \qquad (14)$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von (10) nur dadurch, daß im Nenner das Glied $\frac{1}{4}\pi\mu c^2 r$ hinzugetreten ist. Da der Nenner groß gegen den Zähler $\pi\mu c^2 r$ ist ($1 - \beta_\infty^2$ wenig von 0 verschieden), übt der neu hinzugetretene Summand $\frac{1}{4}\pi\mu c^2 r$ keinen wesentlichen Einfluß auf den Wert des Bruches aus. Es zeigt sich also, daß es für die vorliegende Betrachtung nicht von erheblicher Bedeutung ist, ob man es mit einem Lorentzschen oder starren Elektron zu tun hat. Soweit sich ohne genaueres Eingehen übersehen läßt, kann die dargestellte Auffassung auch auf den Fall angewandt werden, daß sich Kernelektronen im Bereich der positiven Scheibe befinden.

Zum Schluß möge noch eine kurze Überlegung über den Ablauf des radioaktiven Zerfalles folgen. Es liegt die Vorstellung nahe, daß sich im Atomkern des *U* II 6 *He*-Kerne auf einander entsprechenden Bahnen bewegen. Im vorliegenden Bild würde man sich etwa denken können, daß sie auf demselben Kreis um den Atommittelpunkt umlaufen. Nacheinander wird je eines von diesen Teilchen ausgestoßen, so daß die α-Strahlung von *Io* usw. zustande kommt. Ist nur noch einer von diesen *He*-Kernen übrig (*RaB*), so hat die Anziehung, welche auf die Kernelektronen ausgeübt wird, so stark abgenommen, daß deren Bahnen nicht mehr sämtlich stabil sind. Ein Elektron wird als β-Strahl ausgesandt. Nunmehr können zwei Fälle eintreten (doppelter Zerfall): entweder es wird noch ein 2. Elektron emittiert, worauf der 6. Heliumkern das Atom verläßt ($RaC \xrightarrow{\beta} RaC' \xrightarrow{\alpha} RaD$), oder aber zuerst wird der Heliumkern ausgestoßen und dann erst das 2. Elektron

$$(RaC \xrightarrow{\alpha} RaC'' \xrightarrow{\beta} RaD).$$

Nach der Anschauung von L. Meitner[1]) würde der 6. *He*-Kern zusammen mit den beiden Elektronen eine Gruppe $\alpha'\beta\beta$ bilden. Eine engere Zusammengehörigkeit dieser drei Partikeln könnte man sich so vorstellen, daß man annimmt, die beiden Elektronen mögen das positive Teilchen planetenartig umkreisen. Dann wäre es aber schwer zu verstehen, daß der *He*-Kern das Atom verlassen kann, während noch eines der beiden Elektronen in dessen Kern zurückbleibt. In der Thorium- und Aktiniumreihe sind an Stelle der erwähnten 6 *He*-Kerne nur deren 5 vorhanden. Hinsichtlich des doppelten Zerfalles bestehen entsprechende Verhältnisse wie bei *RaC*.

1) J. Danysz, Le Radium **9**, 1, 1912.

2) J. Chadwick, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 383, 1914.

3) In zwei früheren Arbeiten (Physik. Zeitschr. **16**, 416, 1915 u. Ann. d. Phys. **52**, 631, 1917) suchte der Verf. auf etwas andere Weise die Entstehung der schnellsten β-Strahlen zu erklären. (Vgl. auch H. Th. Wolff, Ann. d. Phys. **60**, 685, 1919, § 8.)

4) Siehe M. Abraham, Theorie der Elektrizität II, S. 168, 2. Aufl., 1908. Von der durch (113b) gegebenen Gesamtenergie ist die elektrische Energie U (113c) abzuziehen.

1) Lise Meitner, Zeitschr. f. Phys. **4**, 146, 1921.

Zusammenfassung.

Es wird vorausgesetzt, daß im Atomkern die klassische Mechanik gültig ist, die auf die Elektronen ausgeübten elektrischen Kräfte durch das Coulombsche Gesetz gegeben sind und der Bohrsche Quantenansatz auf das Impulsmoment der im Kern umlaufenden Elektronen anzuwenden ist. Dann kann man sich vorstellen, daß ein Elektron, bevor es als primärer β-Strahl emittiert wird, sich im Kern auf einer Kreisbahn bewegt, wofern man annimmt, daß die von ihm umlaufenen positiven Ladungen eine Kreisscheibe bilden. Die vorgenommenen Berechnungen beziehen sich auf *RaB*. Legt man eine kugelförmige Anordnung dieser positiven Ladungen zugrunde, so ist man bei Aufrechterhaltung der ersten und dritten obenerwähnten Voraussetzung zu der Hypothese genötigt, daß die positiven Partikeln auf die Elektronen im Bereiche des Atomkernes nicht nach dem Coulombschen Gesetze wirken.

Es wird ferner eine Erklärungsweise für die Reihenfolge der radioaktiven Umwandlungen angedeutet.

Dresden, im Juni 1924.

(Eingegangen 16. Juni 1924.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Bericht über den Dopplereffekt von Bogen- und Funkenlinien.

Von Hermann Krefft.

In literarischer Hinsicht stützt sich der vorliegende Bericht auf die Arbeit von J. Stark aus dem Jahre 1917. Das an Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff gemessene Zahlenmaterial wird zusammengestellt; auch die Versuchsbedingungen der in Frage kommenden Arbeiten werden angegeben. Die vielfach voneinander abweichenden Ergebnisse weisen auf die Schwierigkeit einer genauen Reproduktion des Dopplereffekts hin, dessen Verlauf von den Versuchsbedingungen stark abhängt. Der Unterschied im Verlauf des Dopplereffekts von Bogen- und Funkenlinien wird auf Grund neuerer Messungen an homogenen Kanalstrahlen erklärt; es werden Gesichtspunkte für die Deutung des Trägers von Spektrallinien aus dem Dopplereffekt aufgestellt.

1. Es ist häufig versucht worden, aus dem Dopplereffekt von Kanalstrahlen den Träger von Spektrallinien zu ermitteln. So stellt J. Stark[1]) in seinem „Bericht über die Träger der Spektren der chemischen Elemente" die Möglichkeit einer Deutung des Trägers von Spektrallinien aus dem Dopplereffekt in den Mittelpunkt. Dieser Bericht bringt eine vollständige Zusammenstellung der Literatur über den Dopplereffekt an Kanalstrahlen bis zum Jahr 1917; die vorliegende Darstellung kann sich daher in literarischer Hinsicht auf diesen Bericht beziehen.

Die Kompliziertheit der Vorgänge im Kanalstrahl machte von vornherein eine Deutung des Trägers aus dem Dopplereffekt allein unsicher. Für die Deutung sind vor allem die im Dopplereffekt auftretenden Maxima und Geschwindigkeiten maßgebend und da die Vorgänge im Entladungsraum deren Betrag bestimmen, ist die Deutung des Trägers bestimmten Voraussetzungen unterworfen. Zudem gelangt Stark in den meisten Fällen zu Ergebnissen, die sich im Widerspruch zu den Vorstellungen über den Ursprung der Spektren befinden. Allerdings ist dieser Widerspruch häufig nur ein scheinbarer[1]), da Stark „elektrisch freie" und „optisch freie" Ionen unterscheidet.

Ohne Zweifel bestehen aber Unterschiede zwischen den Dopplereffekten von Linien, die verschiedenen Trägern angehören. Als allgemeine Erscheinung stellt J. Stark[2]) den in Fig. 1 wiedergegebenen Unterschied im Typus des Dopplereffekts von Bogen- (Kurve I) und Funkenlinien (Kurve II) fest. Diese Verschiedenheit findet er bei Sauerstoff, Schwefel und Stickstoff besonders ausgeprägt, sie wird allgemein als Unterscheidungsmerkmal angewandt. Aber auch bei verschiedenen Serien eines Trägers findet Stark[3]) Unterschiede, so bei den Dublet- und Einfachserien des Ortho- und Parheliums, hier allerdings nur, wenn dem Helium elektronegative Gase wie Sauerstoff oder Joddampf beigemischt sind, während sich bei Sauerstoff und Stickstoff Bogen- und Funkenlinien schon im reinen Gas unterscheiden. Ursprünglich[4]) wurde in dem Verhalten der Linien beider Seriensysteme des Heliums eine Analogie zu dem Unterschied von Bogen- und Funkenlinien und damit auch verschiedener Träger vermutet;

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **14**, 139, 1917.

1) W. Wien, Kanalstrahlen, Handbuch der Radiologie **4**, 211, 1923.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **40**, 534, 1913.
3) J. Stark, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913.
4) J. Stark, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913.

später[1]) schreibt Stark beide Seriensysteme einem Träger von gleicher Ladung zu. Im allgemeinen sind die Dopplereffekte von Bogenlinien bei niedrigen Spannungen intensiv, bei höheren Spannungen sind die der Funkenlinien intensiver und besitzen größere Geschwindigkeiten. Erstere werden von Stark dem einfach, letztere dem zwei- oder mehrfach geladenen Atom zugeordnet. Linien neutraler Atome sollen aber, wenn überhaupt, nur schwachen Dopplereffekt haben können.

Vor allem aber die Beobachtungen an Elementen mit höherem Atomgewicht boten große

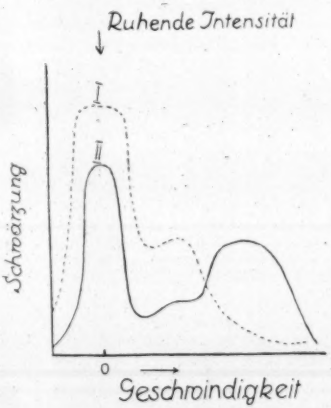


Fig. 1.

Schwierigkeiten, so daß W. Wien[2]) zusammenfassend feststellt, „daß die Zuordnung zu den Trägern der Liniengruppen bloß aus den Dopplerverschiebungen ohne Willkür nicht möglich ist".

Von Bedeutung für die Feststellung des Trägers von Spektrallinien sind die Ergebnisse der elektromagnetischen Analyse der Kanalstrahlen. Diese gibt die im Kanalstrahl vorhandenen geladenen Ionenarten an und es ist sehr bedenklich, wie es häufig geschehen ist, aus dem Dopplereffekt auf ein Ion von bestimmtem Ladungszustand als Träger zu schließen, welches elektromagnetisch gar nicht beobachtet wurde. Mit Sicherheit läßt sich nur auf den Ladungszustand im Kathodenfall schließen. Hiermit verbunden sind Annahmen über die Vorgänge im Kathodenfall, und wenn auch nicht bekannt ist, wie weit hier möglicherweise andere Verhältnisse die Existenz von hinter der Kathode nicht beobachteten Ionenarten begünstigen, so ist es auch hier bedenklich, zur Erklärung der Geschwindigkeitsverteilung im Kanalstrahl mit allen möglichen Ladungszuständen zu arbeiten. Genauere Schlüsse auf den Träger von Spektrallinien erlaubt weiterhin der Vergleich der im Dopplereffekt auftretenden Geschwindigkeiten mit den an einer bestimmten Ionenart elektromagnetisch gemessenen.

Ein solcher Vergleich[1]) führte bei Wasserstoff zu keiner Übereinstimmung. Die Geschwindigkeiten des Dopplereffekts der Balmerlinien fielen relativ kleiner aus als die der geladenen Atome; hauptsächlich die Beobachtung einer Grenze des Dopplereffekts machte eine Übereinstimmung unmöglich, da auch bei den höchsten Spannungen die größte Geschwindigkeit der geladenen Atome proportional der Wurzel aus der Entladungsspannung wächst. Aus dieser Verschiedenheit wurde geschlossen, daß für die Balmerlinien die freie Weglänge der Leuchterregung von einer bestimmten Grenzgeschwindigkeit an unendlich groß würde; die schnellen Teilchen sollten nicht imstande sein, zu leuchten.

Daß seinerzeit diese Abweichung als unbefriedigend empfunden wurde, ist verständlich, denn damals war die Kenntnis der Vorgänge im Kanalstrahl noch nicht so weit gediehen wie neuerdings. Die wichtige Rolle, welche die Umladungsvorgänge im Kanalstrahl spielen, war allerdings schon bekannt. Aber erst aus neueren Messungen an homogenen Kanalstrahlen von A. Rüttenauer[2]) und E. Rüchardt[3]) wissen wir, daß notwendig die Geschwindigkeitsverteilung der geladenen Wasserstoffatome eine andere ist als die der neutralen, da das Verhältnis der beiden Ionenarten im hohen Maße von der Geschwindigkeit abhängt. Die zahlreichen Analogien zwischen den Eigenschaften von Kanalstrahlen verschiedener Elemente machen es wahrscheinlich, daß diese Abhängigkeit eine allgemeine Erscheinung ist. Bei Wasserstoff ist die Abhängigkeit der freien Weglängen der Umladung der neutralen und der positiven Atome von Geschwindigkeit und Druck bekannt, das Verhalten der freien Weglänge der Leuchterregung für die Emission der Balmerlinien ist aber unbekannt. Beim Vergleich der Dopplerkurve einer Spektrallinie, deren Träger neutral ist, mit den Geschwindigkeiten einer geladenen Ionenart wird man also aus zwei Gründen eine Abweichung erwarten müssen, erstens wegen der Abhängigkeit des Verhältnisses der positiven

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **14**, 139, 1917.
2) W. Wien, Kanalstrahlen, Handb. d. Rad. **4**, 222, 1923.

1) T. Retschinsky, Ann. d. Phys. **50**, 369, 1916.
2) A. Rüttenauer, Zeitschr. f. Phys. **4**, 267, 1921.
3) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**, 377, 1923.

zu den neutralen Atomen von der Geschwindigkeit, zweitens möglicherweise wegen einer etwaigen Abhängigkeit der freien Weglänge der Leuchterregung von der Geschwindigkeit. Denn die Intensitätskurve des Dopplereffekts gibt nur dann die Geschwindigkeitsverteilung seines Trägers wieder, wenn diese freie Weglänge von der Geschwindigkeit unabhängig ist.

Wie bei dem Bericht von J. Stark sei auch hier die Frage nach dem Träger von Spektrallinien in den Mittelpunkt gestellt. Aus den bisherigen Ausführungen ist ersichtlich, daß dessen Deutung aus dem Dopplereffekt im engen Zusammenhang mit den Ergebnissen der elektromagnetischen Analyse erfolgen muß. Bei dieser Gelegenheit werden auch die Vorgänge im Kathodenfall berührt, welche für die Zusammensetzung des Kanalstrahls maßgebend sind. Es sei hier schon vorausgenommen, daß viele Feststellungen, die bereits J. Stark in seinem Bericht macht, nur wiederholt und vom Standpunkt unserer heutigen Kenntnis des Kanalstrahls begründet zu werden brauchen.

2. Zwischen den von verschiedenen Seiten angestellten Beobachtungen des Dopplereffekts besteht nur selten eine befriedigende Übereinstimmung. Diese Schwierigkeit der Reproduktion einer bestimmten Dopplerkurve, die sich auch bei der elektromagnetischen Analyse wiederfindet, ist aber begreiflich, wenn man die oft sehr verschiedenartigen Versuchsbedingungen berücksichtigt, unter denen gearbeitet wurde. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die im Kathodenfall stattfindenden Vorgänge in erster Linie maßgebend sind für die Zusammensetzung des Kanalstrahls. Im Kathodenfall können verschiedenartige Bedingungen geschaffen werden durch die Art der Stromquelle und als solche wurden Induktorium, Dynamomaschine, Influenzmaschine und Hochspannungsbatterie benutzt. Der Einfluß von Stromstärke und Röhrenform ist nicht bedeutend. Daß Verunreinigungen durch fremde Gase oder durch Zerstäubung der Elektroden[1]) den Verlauf der Dopplerkurve vollkommen ändern, ist mehrfach festgestellt worden. Hierauf beruht auch wahrscheinlich der Unterschied in den Bedingungen, der entweder durch eine kontinuierliche Versorgung des Kanalrohres mit Gas (Wiensche Durchströmungsmethode) oder durch eine nur ab und zu erfolgende Erneuerung der Gasfüllung des während der Aufnahme abgeschlossenen Rohres bewirkt wird. Ersteres Verfahren, bei dem durch einen zwischen Entladungs- und Beobachtungsraum befindlichen längeren Kanal abgepumpt wird, erlaubt eine Trennung der Bedingungen auf beiden Seiten, letzteres nicht. Bei vielen Aufnahmen des Dopplereffekts wurden dem zu untersuchenden Gas andere Gase oder Dämpfe beigemengt und wenn dabei die Bedingungen vor und hinter der Kathode nicht getrennt waren, dann läßt sich nicht entscheiden, an welcher Stelle die Beimengung den beobachteten Einfluß auf die Dopplerkurve ausübte.

Die von dem im Beobachtungsraum befindlichen ruhenden Gas ausgesandte Spektrallinie wird als ruhende Intensität, der von den Kanalstrahlteilchen herrührende Dopplereffekt als bewegte Intensität bezeichnet. Ruhende und bewegte Intensität sind meistens durch ein Minimum getrennt, das schwärzungsfrei sein kann. Häufig besitzt die bewegte Intensität mehr oder minder ausgeprägte Maxima. Wichtig für die Deutung des Dopplereffekts ist das Verhalten des Minimums zwischen ruhender und bewegter Intensität, das Auftreten von Maxima im Dopplereffekt und der Betrag ihrer Geschwindigkeiten, sowie der Betrag der Maximalgeschwindigkeit, alles in Abhängigkeit von der Entladungsspannung. Da die Geschwindigkeit v eines Ions und die von ihm durchlaufene Potentialdifferenz V durch die Beziehung:

$$\frac{m}{2} v^2 = eV$$

verknüpft sind, kann man aus seiner Geschwindigkeit auf seinen Ladungszustand im Entladungsraum schließen. In welcher Weise sich der Ladungszustand des Trägers einer Spektrallinie im Dopplereffekt bemerkbar macht, zeigt das Verhalten von Bogen- und Funkenlinien.

Wasserstoff.

3. Die Balmerlinien des Wasserstoffs sind Bogenlinien; über ihren Dopplereffekt liegen zahlreiche Messungen vor. Ihr Träger ist das neutrale Wasserstoffatom. Auch das Viellinienspektrum des Moleküls zeigt einen allerdings sehr schwachen Dopplereffekt, der zuerst von Rau[1]) nachgewiesen wurde. Von einigen Beobachtern ist bei verschiedenen Linien der Balmerserie ein verschiedener Dopplereffekt gemessen worden. Auf diese, übrigens nicht restlos geklärte Frage sei hier nicht eingegangen.

Die in den nachfolgenden Tabellen benutzten Bezeichnungen haben folgende Bedeutung:

V ist die Entladungsspannung in Volt,
I ist die Stromstärke in Milliampère,
p_E ist der Druck im Entladungsraum in 10^{-3} mm,

1) B. Strasser, Ann. d. Phys. **31**, 890, 1910.

1) H. Rau, Ann. d. Phys. **73**, 268, 1924.

p_H ist der Druck im Beobachtungsraum in 10^{-3} mm,

v_{min} ist die kleinste Geschwindigkeit der Dopplerkurve in 10^8 cmsec^{-1},

v_2, v_1, v_0 sind die Geschwindigkeiten der Schwärzungsmaxima in 10^8 cmsec^{-1},

v_{max} ist die Maximalgeschwindigkeit des Dopplereffektes in 10^8 cmsec^{-1},

V_{max} ist die v_{max} unter Annahme einer Ladung entsprechende beschleunigte Spannung in Volt,

v ist die aus der Entladungsspannung unter Annahme einer Ladung berechnete Geschwindigkeit.

Die Schwärzungsmaxima sind mit dem langsamsten anfangend durchnumeriert, alle Geschwindigkeiten sind in 10^8 cmsec^{-1} angegeben.

Paschen[1]) untersucht den Dopplereffekt der Balmerlinien mit einem Rowland-Gitter, dessen Dispersion bei $\lambda = 4800$ 9,4 Å. E. pro mm beträgt. Sein Entladungsrohr hat einen Durchmesser von 5 cm, das Rohr ist abgeschlossen und ohne Trennung; die Kathode ist ein Aluminiumblech mit vielen Löchern. Der Kathodenfall wird mit Sonden gemessen. Als Stromquelle dient bis 3100 Volt eine Batterie, darüber ein Induktorium. Der Wasserstoff wird elektrolytisch hergestellt.

Ausgemessen wurden H_β bis H_ε. Der Dopplereffekt wird für alle Linien gleich gefunden. Dopplereffekte von verschiedenem Schwärzungsgrade sind nur sehr bedingt vergleichbar.

Bei niedrigen Spannungen ist der Dopplereffekt unterteilt. Bis 800 Volt tritt ein schneller Streifen I auf; zwischen 800 und 1100 Volt erscheint außerdem noch ein deutlich vom Streifen I getrennter langsamer Streifen II. Von 1100 bis 1130 Volt sind beide Streifen gleich intensiv. Für höhere Spannungen wird der langsame Streifen relativ immer stärker, so daß der schnelle dagegen verschwindet und sich schließlich nur als unscharfe Begrenzung des Dopplereffekts bemerkbar macht. Das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität ist von Anfang an vorhanden. Tabelle I ist dieser Arbeit von Paschen entnommen, die Geschwindigkeit v_{mitt} bezieht sich auf das Schwärzungsmaximum des ausgemessenen Streifens. Das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeiten der beiden Streifen ist:

V in Volt =	990	1210	1500
$v_2 : v_1$ =	1,64	1,59	1,64

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**, 251, 1907.

Tabelle I.

Wasserstoff in Wasserstoff.

	Streifen II.					
V	v_{min}	v_{mitt}	v_{max}	$\frac{v_{min}}{v}$	$\frac{v_{mitt}}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$
500	0,130	—	0,186	0,42	—	0,602
800	—	—	0,234	—	—	0,000
990	0,137	0,190	0,257	0,312	0,433	0,585
1210	0,130	0,208	0,260	0,253	0,433	0,543
1500	0,143	0,224	0,296	0,266	0,415	0,548
1920	0,151	0,247	0,317	0,248	0,405	0,520
2900	0,139	0,272	0,420	0,185	0,364	0,560
3100	0,100	0,290	0,431	0,205	0,376	0,560
5700	0,157	0,347	0,515	0,150	0,330	0,490
11000	0,140	0,371	0,730	0,100	0,254	0,537
17400	0,183	0,415	0,857	0,100	0,220	0,468
20000	0,228	0,477	0,975	0,116	0,242	0,494
24600	0,264	0,390	0,840	0,121	0,179	0,407
	Streifen I.					
500	0,186	0,226	0,260	0,60	0,73	0,84
800	0,230	0,285	0,335	0,59	0,73	0,86
990	0,255	0,312	0,379	0,58	0,71	0,86
1210	0,259	0,330	0,408	0,54	0,69	0,85
1500	0,297	0,367	0,464	0,55	0,68	0,86
1920	0,317	—	0,475	0,52	—	0,78

es fällt also größer als $\sqrt{2} : 1$ aus. Diesen Wert müßte es haben, wenn dem langsamen Streifen ein als Molekül, dem schnellen Streifen ein als Atom beschleunigter Träger entspricht, wie Gehrcke und Reichenheim[1]) annehmen. Um den obigen zu großen Wert zu erklären, nimmt Paschen die Existenz eines Komplexes von geladenem Atom und neutralem Molekül im Kathodenfall an, das zudem größeren Reibungswiderständen als das Atom unterworfen sein soll.

Den Einfluß des Gasdrucks, der Länge des Kathodenfalls oder der Stromstärke findet Paschen gering.

Zu abweichenden Ergebnissen gelangen Stark und Steubing[2]). Sie arbeiten mit einem Rowland-Gitter, das eine Dispersion von 14,23 Å. E. pro mm bei H_β hat. Das Entladungsrohr ist 4,5 cm weit und ohne Durchströmung. Die Dopplereffekte werden häufig durch mehrfaches Umphotographieren oder durch Uranverstärker kontrastreicher gemacht.

Zwischen 390 und 700 Volt besitzt der Dopplereffekt zwei Maxima, von denen das langsame schwächer ist. Bei 1200 Volt sind beide Maxima gleich intensiv. Ab 1200 Volt wächst das langsame Maximum über das schnelle hinaus und bei 3500 Volt wird ein noch schnelleres drittes Maximum sichtbar. Die drei

1) Gehrcke und Reichenheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **1910**, 417.

2) J. Stark und W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**, 974, 1909.

Maxima sind zwischen 6000 und 8000 Volt beobachtbar. Im Gegensatz zu Paschen finden sie, daß der Dopplereffekt für verschiedene Linien der Balmerserie verschieden ist. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten der beiden ersten Schwärzungsmaxima wird gleich $\sqrt{2}:1$ gefunden, es soll aber mit steigender Spannung unter diesen Wert sinken[1]).

In Tabelle II ist das Verhalten der Maximalgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der

Tabelle II.

Wasserstoff in Wasserstoff.

Linie: H_γ		
V	v_{max}	$\frac{v_{max}}{v}$
390	0.26	0.96
425	0,22	0,77
555	0,30	0,97
000	0,28	0.82
1200	0.38	0,79
3000	0.46	0,61
4000	0.49	0,56
4000	0,56	0.64
7000	0,61	0,53

Spannung angegeben. Eine Grenze des Dopplereffekts wird bei einer Spannung von 12000 Volt vermutet, d. h. auch bei den höchsten Entladungsspannungen treten im Dopplereffekt keine Geschwindigkeiten auf, die größer als eine Grenzgeschwindigkeit sind, welche dieser Spannung entspricht. Da die meisten Geschwindigkeiten im Dopplereffekt nicht dem vollen Kathodenfall entsprechen, nimmt Stark[2]) an, daß nur ein Teil des Kathodenfalles geladen durchlaufen wird. Zur Erklärung des dritten Maximums wird auf das von J. J. Thomson beobachtete H_3-Molekül Bezug genommen.

Auch Strasser[3]) beobachtet drei Maxima im Dopplereffekt von H_γ bei sehr reinem Wasserstoff; das dritte Maximum ist aber schwer erhältlich. Seine Entladungsröhren sind 3 bis 6 cm weit, das Rohr ist abgeschlossen und ohne Trennung, die Kathode besteht aus einem gelochten Aluminiumblech. Als Stromquelle dient ein Hochspannungsdynamo oder eine Influenzmaschine.

Das in reinem Wasserstoff ausgeprägte Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität verflacht bei Zusatz von Stickstoff. Befindet sich im Rohr ein Gemisch im Verhältnis $H:N = 1:1{,}5$, so verschwindet bei einer Spannung von 2600 Volt das Minimum ganz. Den gleichen Einfluß übt Argon aus, hier verschwindet das Minimum bei einem Mischungsverhältnis $H:Ar = 1:1{,}2$. Zusatz von Helium auch in großen Mengen bringt das Minimum nicht zum Verschwinden.

Diese Beobachtung deuteten bereits Herrmann und Kinoshita[1]) als Zerstreuung der Kanalstrahlteilchen durch die schweren Moleküle der Beimengung, so daß eine kleinere Geschwindigkeitskomponente in die Visierrichtung des Spektrographen fällt. Dieser Vorgang spielt sich also hinter der Kathode ab. Obwohl diese Erklärung an Glaubwürdigkeit verliert, da Strasser bei einer Transversalaufnahme keine Dopplerkomponente beobachtet, hält Stark[2]) an dieser Deutung fest. Die Beobachtungen Strassers erlauben aber keine Entscheidung, da die Bedingungen vor und hinter der Kathode nicht getrennt sind und es sehr wohl möglich ist, daß der beobachtete Einfluß des fremden Gases in der Hauptsache im Kathodenfall wirksam ist.

Weitere Beobachtungen Strassers über den Einfluß des Kathodenmaterials auf den Dopplereffekt geben vielleicht eine Erklärung obiger Feststellungen. Besteht die Kathode aus einem wenig zerstäubenden Material wie Aluminium, Magnesium, Eisen und Kohle, so wird der Dopplereffekt leicht erhalten. Bei stark zerstäubenden Metallen wie Kupfer und Silber ist kaum eine Spur von Dopplereffekt vorhanden; in dem Maße aber, wie die Zerstäubung im Laufe der Zeit nachläßt, tritt wieder der Dopplereffekt auf.

Im Pinsel wird der Dopplereffekt von Strasser in verschiedenen Abständen von der Kathode beobachtet. In großer Entfernung sind nur kleine Geschwindigkeiten vorhanden, von Anfang an wird das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität beobachtet.

Saxén[3]) wendet die Wiensche Durchströmungsmethode an, sein Rohr von 3,5 cm Durchmesser hat aber keine Trennung. Er vermutet eine Grenze des Dopplereffekts bei einer Geschwindigkeit, die 7000 Volt entspricht.

Zahlreiches Material bringt eine Untersuchung von H. Wilsar[4]), dessen 4 cm weites Entladungsrohr nach der Wienschen Durchströmungsmethode eine Trennung der Bedingungen vor und hinter der Kathode erlaubt. Die Kathode ist 4 cm lang und hat einen Kanal von 4 mm Durchmesser. Bis 4000 Volt dient ein Dynamo als Stromquelle, darüber ein Induktor

1) J. Stark, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **1910**, 711.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.
3) B. Strasser, Ann. d. Phys. **31**, 895, 1910.

1) Herrmann und Kinoshita, Physik. Zeitschr. **7**, 563, 1906.
2) J. Stark, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **1911**, 195.
3) B. Saxén, Ann. d. Phys. **38**, 334, 1912.
4) H. Wilsar, Ann. d. Phys. **39**, 1251, 1912.

oder ein 20-plattige Influenzmaschine. Die Spannung wird mit Elektrometer oder Funkenstrecke gemessen. Beobachtet wird an H_γ mit einem lichtstarken Prismenspektographen von Steinheil.

Die im Bereich von 800 bis 40000 Volt gemachten Aufnahmen ergaben als wichtigstes Ergebnis eine Grenze des Dopplereffekts bei einer Geschwindigkeit von $0{,}945 \times 10^8$ cmsec^{-1}. Von einer Entladungsspannung von 8000 Volt an verschiebt sich das Ende des Dopplereffekts nicht weiter zu größeren Geschwindigkeiten, das Schwärzungsmaximum kommt erst bei einer Entladungsspannung von 17000 Volt zum Stillstand. An H_γ gemessene Geschwindigkeiten sind in Tabelle III zusammengestellt. Eine andere Reihe von Messungen ergab für die Dopplergrenze den obigen Wert

$$v = 0{,}945 \times 10^8 \text{ cmsec}^{-1}.$$

Tabelle III.

Wasserstoff in Wasserstoff.

Linie: H_γ	Bis 4000 Volt Dynamo über 4000 „ Influenzmaschine			
V	v_{mitt}	v_{max}	$\frac{v_{mitt}}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$
1400	0,174	0,433	0,334	0,83
1600	0,183	0,456	0,330	0,82
2000	0,191	0,518	0,308	0,84
2500	0,200	0,536	0,289	0,77
4000	0,208	0,030	0,221	0,07
6200	0,243	0,702	0,232	0,70
8200	0,252	0,830	0,200	0,66
10200	0,260	0,837	0,186	0,60
12600	0,295	0,837	0,190	0,54
15000	0,302	0,846	0,178	0,50
17600	0,312	0,846	0,169	0,46
26000	0,312	0,846	0,139	0,38

Aufnahmen von Vegard[1]) bestätigen im wesentlichen die Beobachtungen Wilsars. Die Grenze des Dopplereffekts wird bei einer Geschwindigkeit $v = 1{,}03 \times 10^8$ cmsec^{-1} gefunden; im Gegensatz zu Wilsar verschiebt sich das Dopplerende noch bis zu einer Entladungsspannung von 27000 Volt. Ob die Grenze des Dopplereffekts eine Frage der Leuchterregung ist, oder ob keine spektroskopischen Träger von größerer Geschwindigkeit vorhanden sind, läßt Vegard dahingestellt. Aus Intensitätsmessungen findet er, daß die Häufigkeit des Leuchtens mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt.

Zwischen den aufgeführten Beobachtungen besteht nur wenig Übereinstimmung. Eine solche in höherem Maße kann man, wie weiter oben ausgeführt wurde, nicht erwarten. Immerhin finden alle Beobachter eine Grenze des Dopplereffekts, allerdings bei sehr verschiedenen Geschwindigkeiten, wie nachfolgende Zusammenstellung zeigt.

	Wilsar	Vegard	Stark	Saxen
$v_{max}\ 10^8$ cmsec^{-1} =	0,945	1,03	1,52	1,16
V_{max} in Volt =	4650		12000	7000

Zu anderen Ergebnissen gelangt eine neuere Arbeit von H. Krefft[1]). Das Kanalrohr ist aus drei Teilen zusammengekittet, der Kanal ist aus Messing gedreht, 160 mm lang und 2 mm weit. Dadurch, daß an verschiedenen Stellen durch den Kanal abgepumpt wird, ist eine befriedigende Trennung der Bedingungen im Entladungs- und Beobachtungsraum möglich. Die Kathode hat einen Durchmesser von 35 mm und ist inwendig wassergekühlt. Dieser Kanal wird zu Messungen oberhalb 10000 bis 70000 Volt benutzt. Als Stromquelle dient meistens ein Induktor, zum Vergleich werden einige Aufnahmen mit Influenzmaschine gemacht. Die Spannung wird mit Funkenstrecke gemessen. Für niedrige Spannungen bis 1200 Volt herunter wird ein kurzer Kanal benutzt, der ebenfalls gute Trennung besitzt. Beobachtet wird an H_β mit zwei verschiedenen Spektrographen mit einer Dispersion von 56,9 bzw. 27,75 A. E. pro mm.

Der Dopplereffekt von H_β wird unter sehr verschiedenen Bedingungen beobachtet. Die gute Trennung des Kanals erlaubte es, den Wasserstoffkanalstrahl außer in Wasserstoff auch in Sauerstoff und Stickstoff zu untersuchen, ohne daß die Bedingungen im Entladungsraum wesentlich geändert wurden. In allen drei Gasen ist der Verlauf des Dopplereffekts im wesentlichen derselbe, so daß es genügt, die bei Wasserstoff in Wasserstoff ausgemessenen Geschwindigkeiten anzugeben, die in Tabelle IV zusammengestellt sind. Eine Grenze des Dopplereffekts wird **nicht** beobachtet. Wenn im Beobachtungsraum statt Wasserstoff die beiden anderen Gase zur Leuchterregung dienen, ergeben sich kleine Unterschiede in der Intensitätsverteilung, die aus den Hartmannschen Photometerkurven der Fig. 2 ersichtlich sind. Aufnahmen, bei welchen der Zusatz des fremden Gases im Entladungsraum erfolgte, machen es wahrscheinlich, daß diese Unterschiede durch den infolge nicht vollkommener Trennung übertretenden Sauerstoff oder Stickstoff verursacht wurden. Weiter oben wurde eine Beobachtung Strassers bei Zusatz von Stickstoff zum Wasserstoff, wobei sich aber das Gemisch auf beiden Seiten der Kathode be-

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. **41**, 634, 1913.

1) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924.

Tabelle IV.

Wasserstoff in Wasserstoff; Linie: H_β, Induktor.

V	J	p_B	v_1	v_2	v_{max}	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_2}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$	$\frac{v_2}{v_1}$
69000	1,10	4	0,70	1,75	2,34	0,19	0,49	0,643	2,5
58000	1,20	4	0,70	1,44	2,12	0,21	0,42	0,634	2,1
47000	1,65	4	0,66	—	1,68	0,22	—	0,560	—
33000	2,30	4	0,60	—	1,38	0,24	—	0,545	—
20000	3,80	4	0,45	—	0,95	0,23	—	0,485	—
69000	1,10	13,5	0,72	1,83	2,50	0,20	0,50	0,690	2,5
58000	1,20	13,5	0,70	1,39	2,15	0,21	0,41	0,648	2,0
47000	1,65	13,5	0,66	—	1,75	0,22	—	0,584	—
34000	2,30	13,5	0,64	—	1,43	0,20	—	0,558	—
20000	3,80	13,5	0,52	—	1,02	0,26	—	0,518	—
68000	1,10	40	0,66	1,85	2,60	0,18	0,51	0,713	2,8
58000	1,20	40	0,71	1,50	2,15	0,21	0,44	0,643	2,1
46000	1,65	40	0,66	—	1,86	0,22	—	0,624	—
33000	2,30	40	0,59	—	1,45	0,24	—	0,577	—
20000	3,80	40	0,50	—	1,02	0,25	—	0,523	—
69000	1,10	93	0,74	1,79	2,49	0,21	0,49	0,682	2,4
59000	1,20	93	0,70	—	2,28	0,21	—	0,680	—
47000	1,65	93	0,63	—	1,83	0,22	—	0,607	—
34500	2,30	93	0,65	—	1,61	0,25	—	0,623	—
19000	3,80	93	0,52	—	1,04	0,27	—	0,536	—
70000	1,10	135	0,77	1,90	2,56	0,21	0,52	0,695	2,5
58000	1,20	135	0,76	—	2,27	0,23	—	0,680	—
46000	1,65	135	0,72	—	1,79	0,24	—	0,600	—
34500	2,30	135	0,68	—	1,64	0,26	—	0,635	—
19000	3,80	135	0,48	—	1,03	0,24	—	0,537	—
70500	1,10	220	0,76	1,86	2,41	0,21	0,50	0,655	2,5
58000	1,20	220	0,74	—	2,26	0,21	—	0,675	—
47000	1,65	220	0,70	—	1,93	0,23	—	0,643	—
33000	2,30	220	0,62	—	1,58	0,25	—	0,625	—
18500	3,80	220	0,48	—	1,02	0,25	—	0,543	—

Tabelle V.

Wasserstoff in Wasserstoff; Linie H_β, Dynamo oder Influenzmaschine.

V	J	p_E	p_B	v_{min}	v_1	v_1'	v_2	v_{max}	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_1'}{v}$	$\frac{v_2}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$
5450	2,5	93	8,2	0,15	0,45	—	—	0,97	0,44	—	—	0,94
2750	5,0	120	175	0,14	0,32	—	—	0,68	0,43	—	—	0,93
4600	44	270	26	0,09	0,34	—	—	0,76	0,36	—	—	0,81
2120	45	470	40	0,09	0,32	—	—	0,60	0,50	—	—	0,93
1410	45—60	900	72	0,16	0,31	—	—	0,54	0,58	—	—	1,03
3200	72	380	32	0,11	0,32	—	—	0,71	0,41	—	—	0,91
2150	82	550	80	0,08	0,29	—	—	0,54	0,45	—	—	0,84
1780	105	1000	—	0,14	0,34	—	—	0,54	0,58	—	—	0,93
1480	80	1000	80	0,10	0,32	—	—	0,51	0,59	—	—	0,95
1410	34	410	36	0,16	0,31	—	—	0,65?	0,59	—	—	1,27
2180	22	350	30	0,09	0,34	—	—	0,68	0,53	—	—	1,05
3000	1,3	100	11	0,12	0,26	0,43	—	0,60	0,33	0,56	—	0,78
4300	1,3	93	10	0,15	0,26	0,43	—	0,60	0,29	0,47	—	0,66
5300	1,3	88	8	0,15	0,28	0,44	0,68	0,78	0,28	0,44	0,67	0,77
6800	1,3	81	8	0,15	0,43	0,66	—	0,85	0,38	0,58	—	0,75
8750	1,3	75	7	0,20	0,52	0,68	0,85	0,97	0,40	0,53	0,65	0,75
12200	1,3	60	6	0,23	0,56	0,76	0,93	1,10	0,36	0,50	0,61	0,72
20000	1,3	53	5,5	—	0,60	0,85	1,02	1,18	0,30	0,43	0,52	0,61
25000	1,3	48	5	—	0,71	—	1,20	1,29	0,32	—	0,55	0,59
35000	1,3	41	4,5	0,22	0,71	—	1,35	1,81	0,28	—	0,53	0,70
13200	1,3	54	6	0,21	0,54	0,76	1,06	1,14	0,34	0,47	0,66	0,71

fand, mitgeteilt; die von Stark vertretene Erklärung ist mit diesen Ergebnisssn nicht vereinbar.

Es ist zu bemerken, daß von der in den anderen Arbeiten festgestellten Grenze des Dopplereffekts keine Spur beobachtet wird. Auf

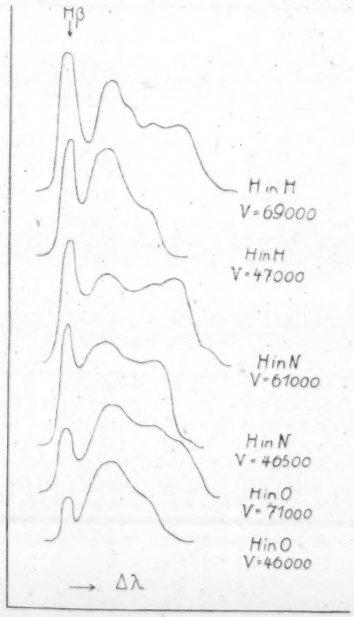


Fig. 2.

keiner von den zahlreichen Aufnahmen wird eine Dopplergrenze auch nur andeutungsweise gefunden; die Maximalgeschwindigkeit wächst auch bei den höchsten Spannungen.

Die bewegte Intensität der Balmerlinien ist bei Anregung durch Sauerstoff und Stickstoff bedeutend intensiver als bei Anregung durch Wasserstoff von gleichem Druck.

Bei Spannungen oberhalb 40000 Volt werden, besonders wenn Stickstoff zur Leuchterregung dient, zwei gut differenzierte Maxima im Dopplereffekt beobachtet. Das Verhältnis ihrer Geschwindigkeiten ist bedeutend größer als $\sqrt{2}:1$.

Wasserstoff in Stickstoff.

V in Volt =	40000	45000	50000	55000	60000
$v_2 : v_1$ =	2,32	2,40	2,49	2,54	2,56

Das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität ist in allen Fällen schleierfrei, seine Breite wächst bei höheren Spannungen nicht.

Aufnahmen mit Influenzmaschine liefern im wesentlichen das gleiche Ergebnis. Hier ist das Verhältnis $v_{max} : v = 0{,}675$ von der Spannung unabhängig in einem Bereich von 7000 bis 50000 Volt, während es bei Betrieb mit Induktor ab 10000 Volt mit der Spannung von einem kleineren Wert an zunimmt, bis es bei 65000 Volt den Wert 0,675 erreicht. Dieser Unterschied beruht wahrscheinlich auf einer fehlerhaften Spannungsmessung bei Betrieb mit Induktor.

Die Ergebnisse der Aufnahmen bei niedrigen Spannungen sind in Tabelle V mitgeteilt. Als Stromquelle dient häufig ein Aggregat von kleinen Dynamomaschinen oder eine Influenzmaschine. Die Spannung wird mit Elektrometer gemessen. Der Kanal ist 22 mm lang, sein Querschnitt ist rechteckig $3 \times 0{,}3$ mm, die Kathode hat einen Durchmesser von 3,3 mm und ist inwendig wassergekühlt. Entladungs- und Beobachtungsrohr sind aufgekittet. Dieses Rohr verträgt bei 3000 Volt eine Dauerbelastung mit 150 Milliampère. Jedoch ist mit einer solchen Steigerung der Stromstärke kein großer Intensitätsgewinn verbunden, da der Pinsel um so breiter wird, je stärker der Strom ist.

In reinem Wasserstoff werden zwei, mitunter auch drei Maxima beobachtet, die aber niemals sehr ausgeprägt sind. Die Breite des Minimums zwischen ruhender und bewegter Intensität ist bei verschiedenen Spannungen verschieden groß.

Mit diesem Rohr wird auch der Einfluß einer Verunreinigung des Wasserstoffs im Entladungsraum untersucht. Bei Zusatz von Sauerstoff wird der Dopplereffekt klein und homogen; bei Zusatz von Stickstoff bleibt der ganze Geschwindigkeitsbereich wie bei reinem Wasserstoff erhalten. Das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität ist immer vorhanden; im Falle des Sauerstoffzusatzes ist es schmaler als in reinem Wasserstoff, bei Stickstoffzusatz ist es ebenso breit. Die Beobachtung Strassers[1]) wird also nicht bestätigt.

Der Einfluß von Stromstärke, Stromart und Röhrenform wird unwesentlich gefunden.

Der Dopplereffekt von H_β wird auch im Pinsel in verschiedenen Entfernungen von der Kathode untersucht und die durchlaufene Potentialdifferenz mit dem Lo Surdo-Effekt gemessen. Es besteht Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Strasser[1]). Die Größe

1) B. Strasser, Ann. d. Phys. **31**, 895, 1910.

des Dopplereffekts entspricht der durchlaufenen Potentialdifferenz. Auch bei Betrieb mit Induktor sind scharf definierte Komponenten der elektrischen Aufspaltung von H_γ und H_δ vorhanden, auch in diesem Falle besteht also im Kathodenfall ein stationäres elektrisches Feld.

4. T. Retschinsky[1]) vergleicht die Geschwindigkeiten des Dopplereffekts der Balmerlinien mit den durch elektromagnetische Analyse gemessenen Geschwindigkeiten des positiv geladenen Wasserstoffatoms. Die Atomparabel des positiv geladenen Wasserstoffs besitzt zwei Maxima mit den Geschwindigkeiten v_b und v_c und es ist

$$v_b : v = 0{,}82; \quad v_c : v = 0{,}60,$$

wobei v die der vollen Entladungsspannung entsprechende Geschwindigkeit ist. Neuere Messungen von Rüchardt[2]) liefern $v_b : v = 0{,}877$.

Da sich Retschinsky auf die Messungen von Paschen, J. Stark und W. Steubing und H. Wilsar bezieht, kann er schon allein wegen der in diesen Arbeiten beobachteten Grenze des Dopplereffekts keine Übereinstimmung zwischen Dopplereffekt und elektromagnetischer Analyse finden. Die größere Intensität des Dopplereffekts liegt bei kleineren Geschwindigkeiten; seinem langsamen Maximum entspricht ein Bereich $v_d : v = 0{,}25$, den die Atomparabel nicht aufweist. Aber auch wenn man die Ergebnisse von H. Krefft berücksichtigt, läßt sich keine Übereinstimmung feststellen. In Fig. 3 sind die Bereiche b, c und

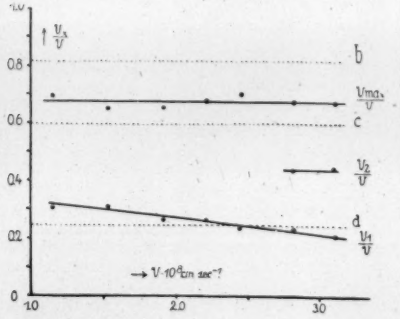


Fig. 3.

d von Retschinsky eingetragen, die Werte $v_1 : v$, $v_2 : v$ und $v_{max} : v$ sind Messungen von H. Krefft entnommen, die mit Influenzmaschine und unter ähnlichen Bedingungen angestellt wurden, wie sie bei der elektromagnetischen Analyse üblich sind. Als Abszisse ist die der Entladungsspannung entsprechende Geschwindigkeit v gewählt. Das langsame Maximum v_1 fällt mit dem Streifen d zusammen und ist identisch mit dem Streifen II von Paschen und dem von H. Wilsar beobachteten Maximum. Das schnelle Maximum v_2 des Dopplereffekts ist immer noch langsamer als das langsame Maximum der Atomparabel.

Eine neuere Untersuchung von R. Döpel[1]), bei welcher die Energiekurve der positiven Wasserstoffatome mit dem Thermoelement ausgemessen wird, gibt auch den Wert der kleinsten Geschwindigkeit v_{min} an. Hier fällt das Verhältnis $v_{min} : v = 0{,}3$ aus, unabhängig von der Spannung. Im wesentlichen ist der Unterschied zwischen Dopplereffekt und Ablenkungsparabel der positiven Wasserstoffatome folgender: bei ersterem liegt die Hauptintensität bei kleineren Geschwindigkeiten, sein langsames Maximum liegt sogar in einem Bereich, wo noch nicht viele positive Atome sein können. Umgekehrt liegen die Verhältnisse bei großen Geschwindigkeiten, wo der Dopplereffekt keine nennenswerte Intensität besitzt.

Messungen von A. Rüttenauer[2]) und E. Rüchardt[3]) an homogenen Kanalstrahlen beweisen, daß dieser Unterschied zwischen Dopplereffekt und positiven Atomen ein notwendiger ist. Denn das Verhältnis ω der positiven zu den neutralen Wasserstoffatomen ist stark von der Geschwindigkeit abhängig. Tab. VI

Tabelle VI.

Wasserstoff in Wasserstoff.

V	$\omega = \frac{n_1}{n_2}$
15 400	0,09
17 200	0,08
21 000	0,13
23 000	0,19
26 000	0,26
28 500	0,28
29 000	0,30
30 800	0,33
32 500	0,39
34 500	0,45
36 000	0,51

ist der Arbeit von Rüchardt entnommen, hinter der Kathode befindet sich Wasserstoff. V ist die Entladungsspannung; die Geschwindigkeit des homogenen Bereichs berechnet sich aus ihr durch

$$v = 1{,}22 \sqrt{V} \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}.$$

1) T. Retschinsky, Ann. d. Phys. **50**, 369, 1916.
2) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**, 398, 1923.

1) R. Döpel, Ann. d. Phys. 1924.
2) A. Rüttenauer, Zeitschr. f. Phys. **4**, 267, 1921.
3) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**, 377, 1923.

Das Verhältnis ω ist vom Druck unabhängig. Befindet sich statt Wasserstoff Sauerstoff oder Stickstoff hinter der Kathode, so ist die Geschwindigkeitsabhängigkeit von ω ähnlich wie bei Wasserstoff, ω ist aber größer.

Diese Ergebnisse weisen auf einen Unterschied zwischen Dopplerkurve der Balmerlinien und Atomparabel in der oben festgestellten Richtung hin. Denn daß der Träger der Balmerlinien das neutrale Wasserstoffatom ist, ist neuerdings durch W. Wien[1]) experimentell nachgewiesen worden.

Der Unterschied zwischen Dopplereffekt und Atomparabel kann außerdem noch auf einer Abhängigkeit der freien Weglänge der Leuchterregung von der Geschwindigkeit beruhen. Denn nur wenn diese Größe konstant ist, gibt die Intensitätskurve des Dopplereffekts die Geschwindigkeitsverteilung seines Trägers, der neutralen Wasserstoffatome, wieder. Hierüber sind aber sichere Angaben noch nicht möglich. Die in früheren Arbeiten beobachtete Grenze des Dopplereffekts sprach für ein erhebliches Größerwerden dieser Weglänge mit der Geschwindigkeit, entsprechend einer Abnahme der Häufigkeit des Leuchtens. Nachdem eine Grenze des Dopplereffekts nicht besteht, kann diese Abhängigkeit, wenn sie überhaupt in dieser Richtung besteht, nicht so groß sein.

Die freie Weglänge der Leuchterregung ist bei gleichem Druck in Sauerstoff oder Stickstoff erheblich kleiner als in Wasserstoff, da die bewegte Intensität in den beiden ersten Gasen bei gleichem Druck viel stärker zur Emission gelangt. Ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit muß in den drei Gasen ungefähr die gleiche sein, denn der Dopplereffekt bleibt derselbe, wenn die Leuchterregung durch Wasserstoff, Sauerstoff oder Stickstoff erfolgt, andrerseits ist nach Rüchardt die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verhältnisses der positiven zu den neutralen Wasserstoffatomen in allen drei Gasen bis auf einen Zahlenfaktor dieselbe. H. Krefft[2]) vergleicht die freie Weglänge der Leuchterregung mit der freien Weglänge der Umladung der neutralen Wasserstoffatome, die nach Rüchardt fast konstant ist.

Der Dopplereffekt der Balmerlinien im Pinsel beweist, daß im Kathodenfall zahlreiche Umladungen positiver Ionen stattfinden. Die Bedeutung dieses Vorganges für die Geschwindigkeitsverteilung des Kanalstrahls deutet Stark[3]) an. Über den Mechanismus im Kathodenfall beschleunigter Wasserstoffatome und Moleküle lagert sich der statistische Vorgang der Umladung von positiven und neutralen Atomen und Molekülen.

Paschen[1]), Gehrcke und Reichenheim[2]) und H. Krefft[3]) finden das Verhältnis der Geschwindigkeiten der Schwärzungsmaxima im Dopplereffekt der Balmerlinien größer als $\sqrt{2}:1$. Die gleiche Beobachtung an der Atomparabel des Wasserstoffs machen v. Dechend und Hammer[4]) und Döpel[5]). Hieraus kann man schließen, daß die freie Weglänge der Umladung der positiven Wasserstoffmoleküle im Kathodenfall durchschnittlich kleiner ist als die der geladenen Atome.

Sauerstoff.

5. Die Messungen an Sauerstoff und Stickstoff sind meistens unter denselben Bedingungen ausgeführt wie die an Wasserstoff, welche bereits mitgeteilt wurden.

Im Kanalstrahlspektrum des Sauerstoffs treten Bogen- und Funkenlinien auf, von denen erstere in Serien geordnet sind.

Eine Untersuchung von Paschen[6]) findet bei den Serienlinien keinen Dopplereffekt, dagegen wird er an zahlreichen Funkenlinien festgestellt. Das Funkenspektrum ist bei niedriger Spannung wenig intensiv, erst bei höheren Spannungen tritt es stärker hervor. Der Dopplereffekt wird in einem Spannungsbereich von 2600 bis 25000 Volt untersucht, Unterteilungen werden nicht beobachtet. Alle ausgemessenen Linien zeigen den gleichen Dopplereffekt. Den Träger des Funkenspektrums vermutet Paschen im einfach ionisierten Atom.

Die Beobachtungen Paschens findet Stark[7]) bestätigt. Stark unterscheidet scharfe und unscharfe Funkenlinien; erstere treten im Kanalstrahlspektrum intensiv auf, letztere sind schwach. Abweichend von Paschen stellt Stark bei den Hauptserienlinien 4368 und 3947 des Sauerstoffs einen Dopplereffekt fest, der an 3947 am besten beobachtbar ist. Jedoch ist der Dopplereffekt der Serienlinien schwach, weswegen ihn Paschen nicht findet. Das Funkenspektrum wird einem mehrfach ionisierten Atom zugeschrieben; zu diesem Schluß gelangt Stark in Analogie zum Dopplereffekt der Balmerlinien.

In einer neueren Arbeit[8]) wird der Doppler-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **69**, 325, 1922.
2) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924 (erscheint demnächst).
3) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**, 251, 1906.
2) Gehrcke u. Reichenheim, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1910, S. 417.
3) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924 (erscheint demnächst).
4) v. Dechend u. Hammer, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1911, S. 203.
5) R. Döpel, Ann. d. Phys. 1924 (erscheint demnächst).
6) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**, 264, 1907.
7) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 806, 1908.
8) J. Stark, Wendt u. Kirschbaum, Physik. Zeitschr. **14**, 770, 1913.

effekt der Sauerstofflinien eingehender untersucht. Im Kanalstrahl sind die Serienlinien bei niedriger Spannung relativ intensiv, mit wachsender Spannung werden sie relativ schwächer. Bei den Funkenlinien liegen die Verhältnisse umgekehrt. Auch zwischen scharfen und unscharfen Funkenlinien ist ein Unterschied vorhanden, indem letztere bei einer Spannung von 3500 Volt sehr schwach sind.

Bei 3500 und 7600 Volt besitzt der Dopplereffekt der scharfen Funkenlinien drei Geschwindigkeitsintervalle, wenn dem Sauerstoff Helium oder Helium und Wasserstoff beigemischt sind. Auch die unscharfe Funkenlinie 4253,8 hat drei Geschwindigkeitsintervalle. Im Vergleich zu den scharfen Funkenlinien bestehen folgende Unterschiede:

1. Die bewegte Intensität ist bei der unscharfen Linie kleiner.
2. Bei der unscharfen Linie sind die großen Geschwindigkeiten relativ intensiver.

Daher wird geschlossen, daß der Träger der scharfen Funkenlinien zwei, der der unscharfen drei Ladungen hat.

Später[1]) gibt Stark diese Unterscheidung der Funkenlinien auf; die Serienlinien werden dem einfach, alle Funkenlinien dem zweifach geladenen Atom zugeschrieben.

Die Arbeit von Wilsar[2]) beschäftigt sich lediglich mit den Funkenlinien, bei den Serienlinien wird kein Dopplereffekt gefunden. Alle Funkenlinien zeigen gleichen Dopplereffekt.

Der Dopplereffekt der Funkenlinien ist in auffallender Weise größer, als man in Analogie zu den Balmerlinien erwarten sollte. Wie bei den Balmerlinien wird an den Funkenlinien eine Grenze des Dopplereffekts bei einer Spannung von 32000 Volt gefunden. Die Ausmessung der intensiven Funkenlinie 4591,1 ergab:

Tabelle VII.

$\lambda = 4591{,}1$		
V	$\Delta\lambda_{max}$ in A.-E.	$\Delta\lambda_{mitt}$ in A.-E.
12900	6,56	2,82
14500	8,04	4,50
26000	9,38	5,25
32000	10,05	5,55
39300	10,05	5,63

Hier ist $\Delta\lambda_{max}$ die größte Dopplerverschiebung, $\Delta\lambda_{mitt}$ die des Schwärzungsmaximums.

Die größten Verschiebungen im Dopplereffekt weisen auf die Existenz von mehrfach geladenen Sauerstoffatomen im Kathodenfall hin.

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **14**, 139, 1917.
2) H. Wilsar, Ann. d. Phys. **39**, 1251, 1912.

Aus der größten Dopplerverschiebung ergaben sich bei Annahme einer Ladung, $\frac{e}{m} = \frac{9650}{16}$, beschleunigende Spannungen, die größer sind als die Entladungsspannung. Zwei Ladungen sind hinreichend. Trotzdem vermutet Wilsar mit Rücksicht auf das Verhalten der Balmerlinien den Träger der Funkenlinien im dreifach geladenen Atom.

Tabelle VIII.

V	Aus dem Maximaleffekt berechnete Spannungen bei Annahme von:	
	$\frac{e}{m} = \frac{9650}{16}$	$\frac{e}{m} = 2 \cdot \frac{9650}{16}$
13000	17420	8710
15000	26400	13200
18000	28000	14000
20000	29100	14550
25000	31940	15970
30000	34900	17450
35000	36000	18000
40000	36000	18000

Auch B. Saxén[1]) findet Geschwindigkeiten, welche die Annahme zweifach geladener Atome im Kathodenfall notwendig machen. Saxén[2]) beobachtet auch eine Grenze des Dopplereffekts an den Funkenlinien.

Diese Grenze findet Vegard[3]) nicht. Auch die großen Geschwindigkeiten von Wilsar kann er nicht beobachten. Die Maximalgeschwindigkeit wächst proportional der Wurzel aus der Entladungsspannung in Übereinstimmung mit elektromagnetischen Messungen. Der verhältnismäßig homogene Dopplerstreifen wird von der ruhenden Linie durch ein breites Minimum getrennt, das nicht ganz schwärzungsfrei ist. In Tabelle IX sind der Geschwindigkeit v einfach geladene Atome zugrunde gelegt.

Tabelle IX.

V	v_1	v_{max}	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$	$\frac{V_{max}}{V}$
11800	0,21	0,27	0,58	0,78	0,56
22300	0,33	0,37	0,63	0,71	0,50
30400	0,35	0,45	0,57	0,74	0,55
43000	0,41	0,52	0,57	0,72	0,52

Beobachtungen von H. Krefft[4]) sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Vegard. An der Funkenlinie 4254 werden zwei Maxima festgestellt, deren Geschwindigkeiten sich ungefähr wie $\sqrt{2} : 1$ verhalten (Tabelle X).

1) B. Saxén, Helsingfors 1912.
2) B. Saxén, Ann. d. Phys. **38**, 338, 1912.
3) L. Vegard, Ann. d. Phys. **41**, 625, 1913.
4) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924 (erscheint demnächst).

Tabelle X.

Sauerstoff in Sauerstoff. Induktor.

Linie	V	J	p_E	p_B	v_{min}	v_1	v_2	v_{max}	$\frac{v_2}{v_1}$	$\frac{v_{min}}{v}$	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_2}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$
4254	21000	1,5	8,6	32	0,15	0,70	—	0,48	—	0,30	0,60	—	0,96
„	42000	3,0	5,7	0,5	—	0,39	0,53	0,60	1,36	—	0,55	0,75	0,85
„	50000	1,3	5,4	0,5	0,27	0,43	0,60	0,68	1,40	0,35	0,55	0,77	0,87
„	58000	1,3	5,0	6,5	0,30	0,47	0,65	0,77	1,38	0,36	0,56	0,78	0,92
4592	42000	3,0	5,7	0,5	—	0,36	—	0,63	—	—	0,51	—	0,89
„	50000	1,3	5,4	0,5	—	0,42	—	0,74	—	—	0,54	—	0,95
„	58000	1,3	5,0	6,5	—	0,45	—	0,83	—	—	0,54	—	0,99

Diese Linie ist auch von Stark ausgemessen worden und wird von ihm als unscharfe Funkenlinie bezeichnet. Das breite Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität ist nicht ganz schwärzungsfrei, trotzdem hebt sich der ziemlich homogene Dopplereffekt, der viel intensiver ist als diese geringe Schwärzung, gut ab, so daß eine häufig gut definierte Minimalgeschwindigkeit vorhanden ist, die mit der Spannung wächst. Im Dopplereffekt der sehr intensiven Linie 4592 sind die von Wilsar beobachteten großen Geschwindigkeiten angedeutet.

Beobachtungen von Rau[1]) bestätigen den von Stark an den Serienlinien gefundenen Dopplereffekt. Die Serienlinien 4368 und 3947 zeigen einen lichtschwachen Dopplereffekt, der kleiner ist als der der Funkenlinien.

6. Die elektromagnetische Analyse findet zwei Maxima in der Ablenkungsparabel des einfach positiv geladenen Sauerstoffatoms. Wie bei Wasserstoff findet T. Retschinsky[2]) die Verhältnisse

$$v_b : v = 0{,}82; \quad v_c : v = 0{,}58,$$

wobei v_b und v_c die Geschwindigkeiten der beiden Maxima sind. Die von Wilsar und Saxén beobachteten großen Geschwindigkeiten findet Retschinsky in der Ablenkungsparabel nicht. Jedoch zeigt er, indem er sich vor allem auf Messungen von Vegard bezieht, daß der Dopplereffekt der Funkenlinien den Geschwindigkeiten der einfach positiv geladenen Sauerstoffatome entspricht. Auch die Messungen von H. Krefft sind in Übereinstimmung mit der elektromagnetischen Analyse, wie aus Fig. 4 hervorgeht.

Im allgemeinen sind durch die elektromagnetische Analyse nicht mehr als einfach positiv geladene Sauerstoffatome festgestellt worden. Hinter der Kathode sind zweifach positiv geladene Atome von J. J. Thomson[3]) und Aston[4]) beobachtet worden. Die Tatsache, daß dieses Atom mit zwei Ladungen meistens nicht beobachtet wurde, spricht für sein bedingtes und schwaches Auftreten.

Daß aber der Träger der Sauerstoff-Funkenlinien geladen ist, ist durch W. Wien[1]) experimentell bewiesen worden. Berücksichtigt man die große bewegte Intensität, welche die Funkenlinien im Kanalstrahlspektrum besitzen, die Übereinstimmung ihres Dopplereffekts mit

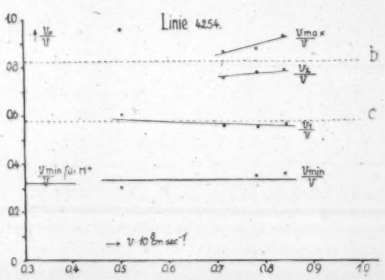


Fig. 4.

den an der Ablenkungsparabel des einfach positiv geladenen Atoms gemessenen Geschwindigkeiten und endlich das Fehlen oder jedenfalls nur sehr schwache Auftreten mehrfach geladener Atome, so bleibt nichts anderes übrig, als das einfach positiv geladene Atom für den Träger der Sauerstoff-Funkenlinien zu erklären.

Beobachtungen von W. Wien[1]) bestätigen, daß der Träger der Serienlinien 3947 und 4368, deren Dopplereffekt klein ist, ungeladen ist.

Zur Erklärung der im Sauerstoffkanalstrahl auftretenden Geschwindigkeiten braucht man an positiven Ionen mit Stark[2]) nur die Existenz von einfach geladenen Atomen und Molekülen und von in geringerer Anzahl vorhandenen zweifach geladenen Atomen im Kathodenfall anzunehmen. Die Umladungsvorgänge werden

1) H. Rau, Ann. d. Phys. **73**, 268, 1924.
2) T. Retschinsky, Ann. d. Phys. **50**, 369, 1916.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **24**, 209, 1912.
4) F. W. Aston, Phil. Mag. **39**, 618, 1920.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **69**, 325, 1922.
2) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **14**, 244, 1917.

hier wie beim Wasserstoff eine wichtige Rolle spielen.

Stickstoff.

7. Im Kanalstrahlspektrum des Stickstoffs treten wie bei Sauerstoff Bogen- und Funkenlinien auf, von denen auch erstere noch nicht in Serien geordnet werden konnten.

Bei den Funkenlinien findet H. Wilsar[1]) vollkommene Analogie zu den Funkenlinien des Sauerstoffs. Der Dopplereffekt besitzt eine Grenze bei 36000 Volt, die Ausmessung der Linie 4530,3 liefert:

Tabelle XI.

$\lambda = 4530{,}3$		
V	$\Delta\lambda_{max}$ in Å.-E.	$\Delta\lambda_{mitt}$ in Å.-E.
14500	9,00	4,68
23200	10,05	5,40
32000	11,15	5,70?
35900	11,50	5,76
40020	11,50	6,11

Die im Dopplereffekt auftretenden großen Geschwindigkeiten machen die Annahme von mindestens zweifach geladenen Atomen im Kathodenfall notwendig (Tabelle XII).

Tabelle XII.

V	Aus dem Maximaleffekt berechnete Spannungen bei Annahme von:	
	$\frac{e}{m} = \frac{9650}{14}$	$\frac{e}{m} = 2 \cdot \frac{9650}{14}$
14000	25000	12500
16000	27100	13550
18000	28500	14250
22000	31100	15550
25000	33300	16650
30000	37100	18550
35000	41450	20725
40000	41600	20800

Aus demselben Grunde wie bei den Funkenlinien des Sauerstoffs vermutet Wilsar den Träger der Funkenlinien des Stickstoffs im dreifach geladenen Atom.

L. Vegard[2]) beobachtet diese großen Geschwindigkeiten nicht, auch findet er keine Grenze des Dopplereffekts. Die Maximalgeschwindigkeit wächst proportional der Wurzel aus der Entladungsspannung, wie aus Tabelle XIII ersichtlich ist. Das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität ist nicht ganz schwärzungsfrei. Als Träger der Funkenlinien wird das einfach positiv geladene Atom bezeichnet.

1) H. Wilsar, Ann. d. Phys. **39**, 1251, 1912.
2) L. Vegard, Ann. d. Phys. **41**, 625, 1913.

Tabelle XIII.

V	v_1	v_{max}	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$	$\frac{I_{max}}{I}$
14400	0,17	0,35	0,37	0,80	0,04
18500	0,23	0,41	0,49	0,82	0,07
32000	0,27	0,50	0,41	0,76	0,58
45000	0,30	0,60	0,38	0,76	0,58

Eine Untersuchung von J. Stark und Künzer[1]) beobachtet auch an der Bogenlinie 4109,4 einen Dopplereffekt. Bei den Funkenlinien wird zwischen scharfen und unscharfen Linien unterschieden, ihr Dopplereffekt besitzt drei Maxima. Zusammenfassend wird festgestellt, daß der Dopplereffekt der Bogenlinie relativ klein ist.

Diese Beobachtung wird durch Rau[2]) bestätigt. Die Bogenlinie 4109,4 hat einen kleinen Dopplereffekt mit zwei Bereichen.

Die Funkenlinie 4530,3 wird auch von H. Krefft[3]) ausgemessen (Tabelle XIV). Die Geschwindigkeiten stimmen mit denen von Vegard überein, im übrigen verhält sich diese Linie ebenso wie die Sauerstoff-Funkenlinie 4253,7.

Der Dopplereffekt besitzt zwei Maxima, deren Geschwindigkeiten sich annähernd wie $\sqrt{2}:1$ verhalten. Das Minimum zwischen ruhender und bewegter Intensität wird mit der Spannung breiter, es ist nicht ganz schwärzungsfrei. Die Maximalgeschwindigkeit wächst proportional der Wurzel aus der Spannung, die Annahme zweifach geladener Atome im Kathodenfall ist nicht nötig. Als Träger des Funkenspektrums wird wie bei Sauerstoff das einfach positiv geladene Atom erklärt.

8. Die Beobachtungen von L. Vegard und H. Krefft stehen in guter Übereinstimmung (vgl. Fig. 5) mit den an der Ablenkungsparabel des einfach positiv geladenen Stickstoffatoms gemessenen Geschwindigkeiten. Das N^+-Atom besitzt dieselben Bereiche wie das O^+-Atom. Ein zweifach positiv geladenes Atom ist nur von Aston[4]), aber nicht sicher, festgestellt worden.

Durch Versuche von W. Wien ist es nachgewiesen, daß der Träger des Stickstoff-Funkenspektrums geladen ist. Es besteht danach kein Zweifel, daß sein Träger das einfach positiv geladene Atom ist. Der Träger der Bogenlinie 4109,4, die einen kleinen Dopplereffekt hat, ist neutral[5]).

1) J. Stark und Künzer, Ann. d. Phys. **45**, 29, 1914.
2) H. Rau, Ann. d. Phys. **73**, 269, 1924.
3) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924 (erscheint demnächst).
4) F. W. Aston, Phil. Mag. **39**, 618, 1920.
5) W. Wien, Ann. d. Phys. **69**, 325, 1922.

Tabelle XIV.

Stickstoff in Stickstoff. Linie: 4530,3. Induktor.

V	J	P_E	P_{B^+}	v_{min}	v_1	v_2	v_{max}	$\frac{v_2}{v_1}$	$\frac{v_{min}}{v}$	$\frac{v_1}{v}$	$\frac{v_2}{v}$	$\frac{v_{max}}{v}$
64000	1,2	5,2	24	0,31	0,45	0,66	0,73	1,46	0,33	0,49	0,72	0,77
58000	1	5,5	23	0,26	0,45	0,58	0,68	1,30	0,29	0,50	0,65	0,76
48000	1	7	22	0,23	0,38	—	0,64	—	0,29	0,47	—	0,79
37000	1,2	9	24	0,21	0,35	0,53	0,58	1,50	0,30	0,49	0,74	0,81

Die an Stickstoffkanalstrahlen beobachteten Geschwindigkeiten weisen auf Vorgänge im Kathodenfall hin, die den bei Sauerstoff festgestellten ähnlich sind.

9. Sowohl bei Sauerstoff als auch bei Stickstoff ist an den Bogenlinien ein kleinerer Dopplereffekt beobachtet worden, als an den Funkenlinien. Die Geschwindigkeiten im Dopplereffekt der Funkenlinien stimmen im wesentlichen überein mit den Geschwindigkeiten der einfach positiv geladenen Atome. Diese Übereinstimmung hat ihren Grund in dem Umstande, daß dieses Atomion gleichzeitig auch der Träger der Funkenlinien ist. Der einzig mögliche Unterschied kann hier lediglich auf einer Geschwindigkeitsabhängigkeit der freien Weglänge der Leuchterregung beruhen.

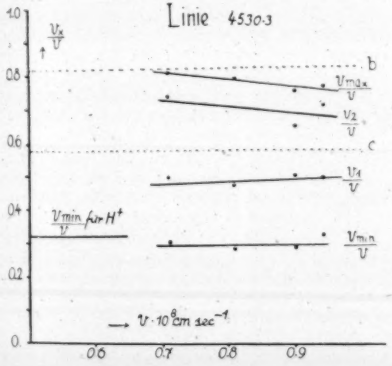


Fig. 5.

Bei Wasserstoff besteht keine solche Übereinstimmung. Denn der Träger der Balmerlinien ist das neutrale Wasserstoffatom und das Verhältnis der positiven zu den neutralen Atomen hängt stark von der Geschwindigkeit ab, so daß beide Ionenarten eine vollkommen verschiedene Geschwindigkeitsverteilung haben. Indem man diese Eigenschaft der Wasserstoffkanalstrahlen verallgemeinert und auf Sauerstoff und Stickstoff überträgt, wird der Unterschied im Dopplereffekt von Funken- und Bogenlinien dieser Gase verständlich.

In Fig. 6 sind die Dopplereffekte von H_β und der Sauerstoff-Funkenlinie 4253,7 abgebildet. Beide Aufnahmen sind bei gleicher Spannung gemacht, die Geschwindigkeiten der Sauerstofflinie sind mit $\sqrt{\frac{m_0}{m_H}} = 4$ multipliziert.

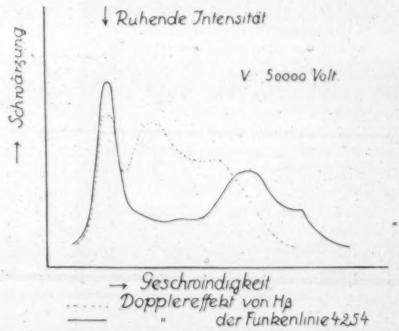


Fig. 6.

Wie erwartet, ist der Dopplereffekt der Balmerlinie kleiner. Der Unterschied zwischen beiden Dopplereffekten ist derselbe, wie ihn Stark[1]) (vgl. Fig. 1 dieser Arbeit) als typischen Unterschied zwischen Bogen- und Funkenlinien feststellte.

Diese vermutlich allgemeine Erscheinung macht aus dem Dopplereffekt ein geeignetes Mittel, um zu entscheiden, ob eine Spektrallinie Bogen- oder Funkenlinie ist. Aber aus dem Dopplereffekt allein kann man diesen Schluß nicht ziehen. Das ist vielmehr nur im engen Zusammenhang mit der elektromagnetischen Analyse der Kanalstrahlen möglich. Diese gibt die vorhandenen Ionenarten an. Erst der Vergleich der im Dopplereffekt auftretenden Geschwindigkeitsbereiche mit den Geschwindigkeitsbereichen einer Ionenart erlaubt

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **27**, 844, 1908.

einen sicheren Schluß auf den optischen Träger. Besteht eine Differenz, wie sie bei den Balmerlinien festgestellt wurde, so ist der Schluß auf einen neutralen Träger berechtigt.

An Hand der an Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff gemachten Erfahrungen läßt sich der Unterschied zwischen einfachen und mehrfachen Funkenlinien nicht angeben. Sicherlich wird aber auch in diesem Falle eine Zuordnung nur im Zusammenhang mit der elektromagnetischen Analyse möglich sein.

Zu der im vorangehenden gemachten Verallgemeinerung geben die vielfachen Analogien zwischen den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs eine gute Berechtigung; so stimmen z. B. für alle drei Gase die Zahlen der Geschwindigkeitsbereiche b und c überein. Ferner liegt der Theorie der Umladung positiver Wasserstoffatome von E. Rüchardt[1]) eine Auffassung sehr allgemeiner Art zugrunde.

Nach verschiedenen Beobachtungen sind die Bogenlinien bei niedrigen Spannungen intensiv, während die Funkenlinien erst bei höheren Spannungen intensiv werden. Vermutlich handelt es sich auch hier um das bei Wasserstoff gemessene Überwiegen der neutralen Atome bei niedrigen, der geladenen Atome bei hohen Spannungen. Außerdem ist die Anregungsspannung der Funkenspektren allgemein größer als die der Bogenspektren.

Eine offene Frage bleibt die Abhängigkeit der freien Weglänge der Leuchterregung von der Geschwindigkeit. Für die Messung dieser Größe bieten die Funkenlinien des Sauerstoffs oder Stickstoffs einfachere Bedingungen als die Balmerlinien, da in diesem Falle die Geschwindigkeitsverteilung des optischen Trägers elektromagnetisch direkt meßbar ist.

10. Der von J. Stark festgestellte und hier begründete Unterschied zwischen dem Dopplereffekt von Bogen- und Funkenlinien läßt sich bei anderen Elementen nachprüfen.

Der Dopplereffekt des Schwefels wurde von Stark und Künzer[2]) gemessen. Sie beobachteten den gleichen Unterschied zwischen Bogen- und Funkenlinien wie bei Sauerstoff und Stickstoff.

Auch bei den Linien des Aluminiums ist dieser Unterschied vorhanden. Die Bogenlinien sind bei niedriger Spannung relativ intensiv. Die Funkenlinien bleiben unterhalb 8000 Volt zum Teil unsichtbar, oberhalb dieser Spannung haben sie größeren Dopplereffekt als die Bogenlinien. Bei Chlor und Jod unterscheiden sich Bogen- und Funkenlinien im Dopplereffekt in der gleichen Weise.

Messungen an Helium[1]) hatten ursprünglich dazu geführt, die Duplet-Serien des Orthoheliums dem einfach, die Einfach-Serien des Parheliums dem zweifach geladenen Helium zuzuschreiben. Maßgebend waren die Unterschiede im Verhältnis zwischen ruhender und bewegter Intensität und in der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt zwischen den Linien beider Seriensysteme, die sich bei Zusatz von Sauerstoff oder Jod ergaben. Obgleich dieses Verhalten sich nicht mit den an anderen Bogen- und Funkenlinien gemachten Beobachtungen deckt, glaubte Stark vor derselben Erscheinung zu stehen und ordnete daher die beiden Seriensysteme Trägern von verschiedener Ladung zu. Später[2]) nimmt er denselben Träger für beide Systeme an, nämlich das einfach positiv geladene Heliumatom, da sie die gleiche Anregungsspannung haben. Die Theorie fordert einen neutralen Träger.

Die Unterschiede an den Heliumlinien findet Stark nur, wenn dem Helium Sauerstoff oder Jod beigemischt wird. Da sein Kanalrohr keine Trennung besitzt, läßt sich nicht entscheiden, an welcher Stelle das fremde Gas seinen Einfluß ausübt und welcher Art dieser ist. Nach Versuchen von H. Krefft[3]) beruht der Einfluß eines fremden Gases zum größten Teil darauf, daß die Bedingungen im Kathodenfall verändert werden.

An der wasserstoffähnlichen Heliumlinie 4686, deren Träger das einfach geladene Heliumatom ist, wurde der Dopplereffekt von Rau[4]) beobachtet. Diese Linie besitzt einen größeren Dopplereffekt als die Linien des neutralen Heliums. Es bestätigt sich hier wiederum, daß der Unterschied im Dopplereffekt zwischen Bogen- und Funkenlinien eine allgemeine Erscheinung ist.

1) E. Rüchardt, Zeitschr. f. Phys. **15**, 164, 1923.
2) Stark und Künzer, Ann. d. Phys. **45**, 29, 1914.
1) Stark und Künzer, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913.
2) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **14**, 198, 1917.
3) H. Krefft, Ann. d. Phys. 1924.
4) H. Rau, Ann. d. Phys. 73, 268, 1924

(Eingegangen 24. Juni 1924.)

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, Tonkunst und bildende Kunst vom Standpunkte des Naturforschers, Parallelen und Kontraste. gr. 8°. VIII u. 210 S. m. 80 Abbildungen. Jena, Gustav Fischer. 1924. M. 4.50, geb. M. 6.—.

Der bekannte Physiker will mit diesem Buch weitere Kreise aufklären über die physikalischen Grundlagen, auf denen die Tonkunst und die bildende Kunst beruhen, und über die Stellung, die der Naturforscher, wenn er musikalisch ist und mit dem Auge des Künstlers zu sehen versteht, zu den kunstwissenschaftlichen Fragen einnimmt.

Ohne Vorkenntnisse vorauszusetzen, gibt er zunächst eine Darstellung der in Betracht kommenden Abschnitte der Akustik und Optik. Dabei behandelt er zu jedem akustischen Grundbegriff und zu jeder akustischen Grunderscheinung sofort ihr optisches Gegenstück und fragt nach den Ähnlichkeiten und Verschiedenheiten. Seine Darstellung wird dadurch sehr abwechslungsreich und lebendig. Nur an wenigen Stellen hat man den Eindruck, daß er diesen und jenen etwas zu gewaltsamen Vergleich (z. B. den gewisser Farbenzusammenstellungen mit Dur- und Molldreiklängen) besser unterdrückt hätte.

Der Standpunkt Auerbachs ist in diesen grundlegenden Abschnitten wie in seinen früheren Veröffentlichungen auf diesem Gebiet, aus denen er manches wörtlich entnommen hat, ausgesprochen der des Physikers: überall stellt er die Ergebnisse der rein physikalischen Untersuchungen in den Vordergrund der Betrachtungen; und wenn er zur Erörterung mehr ästhetischer Fragen übergeht, versäumt er nie, darauf hinzuweisen, daß er nunmehr den sicheren Boden verlasse. Für dieses vorsichtige Verfahren lassen sich gute Gründe anführen; es fragt sich aber, ob es nicht doch gerade die Leser des Werkchens enttäuschen wird, die aus ihm Belehrung und Anregung in künstlerischen Fragen schöpfen wollen. Besonders auf dem Gebiete der Farbenlehre als einer Lehre von den Farbempfindungen scheint es mir ganz unbestreitbar, daß die rein physikalische Betrachtungsweise wenig fruchtbar ist. Aber selbst von der Klanglehre gilt dies, wenn auch in geringerem Grade. Die Helmholtzsche „Lehre von den Tonempfindungen" muß hier als das bis jetzt unübertroffene Muster der Darstellung gelten. Sie ruht auf dem sicheren Boden physikalischer und physiologischer Erfahrung; aber sie läßt auch das Seelische zu voller Geltung kommen. Auerbachs Standpunkt ist ein einseitiger. Kennzeichnend scheint mir z. B. die überragende Stellung, die er der Helmholtzschen Schwebungstheorie der Konsonanz einräumt. Diese ist wohl begründet und zur Erklärung mancher Einzelheiten unentbehrlich. Trotzdem geht gerade aus den späteren äußerst feinsinnigen Abschnitten des Helmholtzschen Werks hervor, daß der Unterschied zwischen Konsonanz und Dissonanz, der den Musiker in erster Linie interessiert, weil er die Grundlage seiner Harmonielehre bildet, mit der größeren oder geringeren Rauhigkeit der Töne nicht das Geringste zu tun hat.

Zu den weniger gelungenen Abschnitten des Werkchens rechne ich die beiden letzten, in denen Auerbach den Rhythmus und die Melodie, die linienhafte, flächenhafte, räumliche Gestalt, endlich die allgemeineren Kunstfragen behandelt. Hier, wo das Physikalische hinter dem Seelischen immer mehr zurücktritt, hat der Naturforscher dem Künstler und Kunstwissenschaftler kaum noch viel zu sagen. Die ausführlichen Darlegungen Auerbachs über die Mannigfaltigkeit der möglichen Tonfolgen oder der möglichen Linienzüge und dergleichen werden die Gegenseite schwerlich davon überzeugen, daß die Betrachtung dieser Dinge vom Standpunkte des Naturforschers tiefe Aufschlüsse zu geben imstande sei. Wenn man in diesen Abschnitten trotzdem viele kluge und treffende Bemerkungen findet, so hat man dies dem Umstande zu danken, daß der Verfasser nicht nur Naturforscher, sondern offenbar zugleich ein ungewöhnlich vielseitiger Kunstkenner und Kunstsachverständiger ist.

Was die Sprache des Werkchens angeht, so wäre es unbillig, von einem Naturforscher, der anspruchslos über künstlerische Fragen schreibt, die bis in alle Einzelheiten hinein abgewogene, aufs äußerste gepflegte Sprache der guten Kunstschriftsteller zu erwarten. Ich stelle daher nur fest, daß die Darstellung Auerbachs überall flüssig, angenehm lesbar und vermutlich auch für den Nichtphysiker — von wenigen etwas zu fachlichen Stellen abgesehen — sehr leicht verständlich ist.

J. Wallot.

A. Hagenbach, Der elektrische Lichtbogen. (Handbuch der Radiologie, herausgegeben von E. Marx, 4. Band, 2. Teil.) Gr.-8°. XII u. 282 S. mit 130 Abb. 2. Aufl. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1924. M. 9.—, geb. M. 12.—.

Einer der ersten, in zweiter Auflage erscheinenden Teile des Handbuches der Radiologie ist Hagenbachs Werk über den elektrischen Lichtbogen. Die Anlage der Darstellung ist dieselbe wie in der ersten Auflage. Sie ist geschrieben im Gedanken an den Physiker, nicht an den Techniker, wie es dem Charakter des ganzen Handbuchs entspricht. Dementsprechend werden die technischen Anwendungen des Lichtbogens nur kurz dargestellt. Jedoch zeigen auch auf diesem Gebiet die eingehenden Literaturangaben den Weg zu tieferem Eindringen. Neu hinzugekommen sind hier die Versuche zur Steigerung der Helligkeit des Lichtbogens durch Erhöhung der Stromdichte. Da über die erste Auflage in dieser Zeitschrift eingehend berichtet ist, seien hier vor allem die neu eingefügten Abschnitte besprochen. Gerade diese heben rein physikalische Fragen hervor. Umgearbeitet ist insbesondere die Darstellung des Bogenmechanismus vom ionentheoretischen Standpunkt. Dabei kommt die Anschauung der von Bohr begründeten Atomtheorie zur Geltung. Es kennzeichnet wohl den Stand unserer Kenntnis vom Lichtbogen, daß zwar einzelne Atomvorgänge, wie die ausführlich behandelte Einwirkung der Resonanz-Strahlung, sich gesondert verstehen lassen, ohne daß jedoch die Bedeutung dieses Vorganges für das Bestehen des Lichtbogens sich sicher abschätzen läßt. Die verschiedenen Vorgänge im Lichtbogen bei Luft von Atmosphärendruck greifen eben zu verwickelt ineinander. Die für die Atomphysik wichtigen Untersuchungen des Lichtbogens in reinen Gasen (*Hg*, *He*) werden nur kurz besprochen. Die Spektroskopie des Lichtbogens ist ein zu umfangreiches Gebiet, als daß sie mit dargestellt sein könnte. — Die Darstellung eines Handbuchs, das auf Vollständigkeit Anspruch erhebt, hat in anderen Fällen für den Leser mitunter etwas so Ermüdendes, daß er das Buch nur zum Nachschlagen verwenden wird. Demgegenüber ist es ein Vorzug von Hagenbachs Werk, daß trotz der

Vollständigkeit die klare und übersichtliche Darstellung zu zusammenhängender Lektüre auffordert. Den Wunsch erweckt aber auch das schönste Handbuch und gerade dies: hoffentlich schreibt der Verfasser auch einmal ein kurzes Lehrbuch, das den Außenstehenden in das Verständnis dieses Gebietes einführt.

Oldenberg.

W. Block, Handbuch der Technischen Meßgeräte. gr. 8°. 392 S. m. 88 Abbildungen. Berlin, Ausschuß für wirtschaftliche Fertigung (AwF). 1923.

In der Technik tritt häufig an den Forscher oder Meßingenieur die Forderung heran, Beobachtungen und Versuche auf einem ihm vielleicht etwas fernerliegenden Gebiete auszuführen. Im allgemeinen wird er sich dann an die ihm bekannten oder aus dem Inseratenteil der führenden Zeitschriften entnommenen Firmen wenden und auf Grund ihres Katalogmaterials seine Auswahl treffen. Diese Arbeit wollte der Ausschuß für wirtschaftliche Fertigung durch das in seinem Auftrage von dem Verf. bearbeitete Werk erleichtern. Auch der Physiker wird es gelegentlich zu Rate ziehen können, um zu sehen, welche Hilfsmittel ihm die Technik für manche Arbeiten zur Verfügung zu stellen vermag.

Der Aufbau des Buches ist systematisch gewählt und benennt deshalb mit den Geräten zur Bestimmung der einfachen Größen, wie Zahlen, Winkel, Längen, Flächen, Räume, Massen und Zeiten. Daran schließen sich dann die abgeleiteten Einheiten der Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, des Magnetismus und der Elektrizität; ein besonderer Abschnitt ist noch der Photographie als Meßgrundlage gewidmet. Zum Schluß sind ein Bezugsquellenverzeichnis, eine Zusammenstellung der Literatur und von vollständigen Versuchsanordnungen, sowie ein Sachregister (in deutsch, englisch, spanisch und französisch) angefügt.

In den einzelnen Abschnitten hat der Verf. eine ungeheure Stoffmenge mit großem Geschick verarbeitet. Restlos war aber die ihm gestellte Aufgabe, auf dem Umfange von 22 Bogen die sämtlichen technischen Meßgeräte zu beschreiben, nicht zu lösen, weil dies ein Ding der Unmöglichkeit ist. Technische oder physikalische Apparate sind nun einmal ohne Abbildung nicht verständlich zu schildern; dazu genügen auch nicht Photographien, wie sie zum Teil wiedergegeben sind, hier wären vielmehr gute schematische Darstellungen am Platze gewesen. Daß man sich nicht dazu entschließen konnte, ist wohl in der ungünstigen wirtschaftlichen Lage der Erscheinungszeit begründet gewesen. Der Verf. hat sich deshalb darauf beschränken müssen, auch ohne Abbildungen das Wesentliche in kurzen Worten anzugeben. Wer die betreffenden Instrumente kennt, wird hierdurch wieder eine gewisse Auffrischung seines Gedächtnisses empfangen; der Neuling aber wird diesen Ausführungen wohl ziemlich ratlos gegenüberstehen. Die Schuld daran trifft aber nicht, wie nochmals betont werden soll, den Verf., sondern liegt in der Unmöglichkeit der Lösung der Aufgabe.

Sehr zu bedauern ist, daß bewußt von einer kritischen Würdigung der einzelnen Geräte und Verfahren Abstand genommen ist. Dadurch wäre das Buch für den Käufer erst von richtigem Nutzen geworden. Auch hierfür ist aber der viel zu gering vorgesehene Umfang verantwortlich zu machen.

Daß bei der außerordentlich großen Menge von Stoff einige kleine Ausstände nicht ausbleiben können, ist wohl selbstverständlich; so entspricht vor allem die Schilderung der Gewindemessungen nicht dem jetzigen Stande der Forschung. Im allgemeinen aber kann das Buch als Nachschlagewerk — in dem oben erläuterten Sinne — durchaus empfohlen werden.

Berndt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Adolf Hammerstein für Mathematik und Dr. Kurt Bennewitz, Assistent am Physikalisch-chemischen Institut, für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Georg Frerichs zum ord. Professor für pharmazeutische Chemie ebenda, Dr. J. Chadwick zum Assistant-Director für Radioaktivitätsforschung am Cavendish Laboratorium in Cambridge, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Heinrich Tietze in gleicher Eigenschaft an der Universität München, der a. o. Professor für physikalische Chemie an der Universität Zürich Dr. Victor Henri zum ord. Professor an derselben Hochschule, der bisherige Leiter des militärgeographischen Instituts des Staates Brasilien Dr. Arthur Freiherr von Hübl, Feldmarschalleutnant a. D., zum Dozenten für Photographie, Chemie und Vermessungswesen am militärgeographischen Institut in Wien (seiner früheren Wirkungsstätte), der ord. Honorarprofessor an der Technischen Hochschule Berlin und Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamtes Dr. K. W. Wagner zum Mitglied des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Verliehen: Dem Privatdozenten an der Universtät Gießen Dr. Louis Dede die Amtsbezeichnung Professor.

Berufen: Dr. Gustav Jansch von den Farbwerken Leverkusen zum ord. Professor für analytisch-anorganische Chemie an der Universität Bonn.

Gestorben: Der ord. Professor für höhere Geometrie an der Universität Turin Corrado Segre, der Regierungschemiker und Leiter des Regierungslaboratoriums Sir James Johnston Dobbie, der ord. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Wien Dr. Josef Herzig, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Julius Wagner, der frühere Professor für Mathematik und Naturwissenschaften an den Universitäten Klausenburg und Budapest Dr. Melchior Palagyi (zuletzt in Darmstadt wohnhaft), der ord. Professor der Physik an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Gustav Jaumann, der Professor für physikalische Chemie am Polytechnikum zu Iwanowo-Wosnessensk Dr. W. Pastanogoff, der a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Bonn Dr. Emil Mannheim.

Gesuche.

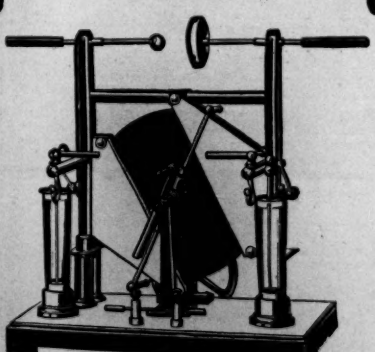
Physikochemiker, Dr. phil. (Physik)

mit reicher Erfahrung auf den verschiedensten Gebieten der physikalischen Chemie, viel literarisch tätig, z. Zt. im Laboratorium einer Röntgenfabrik, wünscht andere Tätigkeit: entweder als Assistent in einem wissenschaftlichen Institut oder im Laboratorium eines größeren Industriewerkes. Zuschriften erbeten unter **S. H. 631** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Unsere
ABTEILUNG **Physik**
liefert:
INFLUENZ-MASCHINEN
speziell:
KONDENSATOR-MASCHINEN
nach Dr. WOMMELSDORF.

HOCHLEISTUNGS-INFLUENZ-MASCHINEN.



KONDENSATOR-MASCHINE.

SIGNALAPPARATEFABRIK
JULIUS KRÄCKER
AKTIENGESELLSCHAFT
BERLIN W 57. BÜLOWSTR. 47.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Radikale, Chemie der freien—. Entwicklungsgang und gegenwärtiger Zustand der Lehre von den freien Radikalen. Von **Paul Walden.** Mit 21 Abbildungen. 365 S. m. Reg. Gr. 8°. 1924. (Chemie und Technik der Gegenwart, Bd. II.) Geh. Gm. 9.—, $ 2.15, Halbleinenbd. Gm. 11.—, $ 2.60.

Zu den Ereignissen chemischer Forschung in den letzten 25 Jahren gehört die Auffindung von Verbindungen mit dreiwertigem Kohlenstoffatom. Wie sich nun die Lehre vom dreiwertigen Kohlenstoffatom entwickelt hat, wie freie Radikale des vier- und zweiwertigen Stickstoffs, des einwertigen Sauerstoffs, des dreiwertigen Zinn und Blei entdeckt wurden wie allmählich eine „Chemie der freien Radikale" entstand, das schildert der bekannte Forscher Prof. Dr. P. Walden in meisterhafter, fesselnder Weise mit so interessanten Rückblicken und geistreichen Ausblicken, daß die Lektüre dieser Monographie jedem Chemiker und Naturwissenschaftler einen wahren Genuß bieten wird.

Röste, Grundlagen der —. Von **Gerhard Ruschmann.** Eine wissenschaftliche und technische Einführung für Bakteriologen, Landwirte, Röster, Spinner und Fachschüler. 198 S. 27 Abbildungen. 8°. 1923. (Bücherei der Faserforschung, Bd. 1.) Steif geheftet Gm. 6.—, $ 1.40.

Spectroskopie, Handbuch der —. Von **H. Kayser u. H. Konen.** VII. Bd. 1. Lieferg. (508 S.) Lex. 8°. 1924. Geheftet Gm. 30.—, $ 7.15.

Inhalt: Luft, Argon, Silber, Aluminium, Archonium, Arsen, Gold, Baryum, Wismut, Brom, Kohlenstoff, Calcium, Cadmium, Cer, Chlor, Cobalt, Chrom, Caesium, Kupfer, Dysprosium, Erbium, Eisen. Von den früher erschienenen Bänden sind noch Bd. II, III und V lieferbar.

Wasserversorgung. — Von **Oscar Spitta** und **Karl Reichle.** (Handbuch d. Hygiene II², I.) Mit 72 Abb. (275 S.) Lex. 8°. 2. Aufl. 1924. Geheftet Gm. 11.—, $ 2.60.

Der technische Teil der neuen Auflage ist ergänzt und abgerundet. Dies geschah hauptsächlich aus der Erwägung heraus, daß hygienische Maßnahmen sich um so sicherer treffen lassen, je klarer und eingehender die technischen Grundlagen vorgezeichnet sind. Andererseits soll die eingehendere technische Darstellung des Sachverhalts auch wiederum für den Techniker die Brücke zum tieferen Verständnis mancher gesundheitlichen Forderungen bauen. Das Buch, auch soweit sein Inhalt rein hygienischer Natur war, ist neu durchgearbeitet und stofflich erweitert worden.

Werkzeugmaschinen. Von **L. Schwarz.** Herausgegeben nach Vorlesungen von Prof. C. Prinz. I. Teil. (79 S. m. 73 Fig.) Gr. 8°. 1922. Geh. Gm. 3.—, $ —.70.

Dieses Buch beschränkt sich darauf, das Wesentliche vom allgemeinen Aufbau, von den Arbeitsvorgängen, auf den Getrieben der Werkzeugmaschinen wiederzugeben. Aber gerade in dieser Fassung dürfte es denjenigen, die mit den Grundelementen des Maschinenbaues bereits vertraut sind, wertvoll und nützlich sein. — Außerdem wurde die Stoffanordnung absichtlich ähnlich der von größeren Werken gewählt, um so den Lesern den Weg zu diesen vorzubereiten.

In Vorbereitung befinden sich:

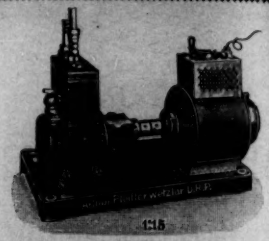
Bergbau, Kraftmaschinen im —. Von **W. Philippi.** (ca. 320 S.)

Elektronenröhren. Von **H. Barkhausen.** I/II Elektronentheoretische Grundlagen. Verstärkung schwacher Wechselströme. (ca. 130 S.) 2. Auflage.

III/VI in 1 Bde. Verstärker für große Leistungen, Sender mit Fremderregung, Theorie der Selbsterregung, Senderschaltungen und Betrieb, Dämpfungsminderung, Gleichrichter, Audion, Schwingaudion, Empfängerschaltungen.

Papiermaschinen-Antriebe, Elektrische —. Von **W. Stiel.**

Pfeiffer's



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

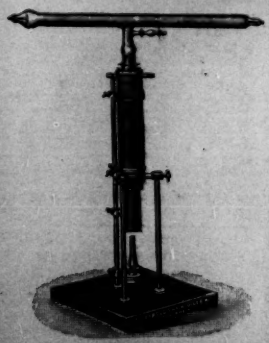
Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D. R. P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.